

POLSKA AKADEMIA NAUK
KOMITET ELEKTRONIKI I TELEKOMUNIKACJI

Indeks 363189
ISSN 0867-6747

KWARTALNIK ELEKTRONIKI I TELEKOMUNIKACJI

ELECTRONICS AND TELECOMMUNICATIONS QUARTERLY

TOM 42 — ZESZYT 4/96



WYDAWNICTWO NAUKOWE PWN
WARSZAWA 1997

**Kwartalnik jest wydawany z funduszu Komitetu Badań Naukowych
i dofinansowany przez instytucje:**

- Politechnika Warszawska, Wydział Elektroniki i Technik Informacyjnych
- Politechnika Gdańska, Wydział Elektryczny
- Politechnika Szczecińska, Instytut Elektroniki i Informatyki
- Instytut Łączności w Warszawie
- Spółka „Telekomunikacja Polska S.A.”

POLSKA AKADEMIA NAUK
KOMITET ELEKTRONIKI I TELEKOMUNIKACJI

KWARTALNIK
ELEKTRONIKI I TELEKOMUNIKACJI

ELECTRONICS AND
TELECOMMUNICATIONS
QUARTERLY

TOM 42 — ZESZYT 4/96



WYDAWNICTWO NAUKOWE PWN
WARSZAWA 1997

RADA REDAKCYJNA

Przewodniczący

† prof. dr inż. ADAM SMOLIŃSKI
członek rzeczywisty PAN

Członkowie

prof. dr hab. inż. DANIEL JÓZEF BEM — czł. koresp. PAN, prof. dr hab. inż. MICHAŁ BIAŁKO — czł. koresp. PAN, prof. dr hab. inż. STEFAN HAHN — czł. koresp. PAN, prof. dr inż. ANDRZEJ HAŁAS, prof. dr inż. ZDZIŚŁAW KACHLIICKI, prof. dr hab. inż. BOHDAN MROZIEWICZ, prof. dr inż. JERZY OSIOWSKI, prof. dr inż. WITOLD ROSIŃSKI — czł. rzecz. PAN, prof. dr inż. STANISŁAW SŁAWIŃSKI, prof. dr hab. inż. STEFAN WĘGRZYN — czł. rzecz. PAN, prof. dr hab. inż. WIESŁAW WOLIŃSKI — czł. koresp. PAN, prof. dr inż. ANDRZEJ ZIELIŃSKI, prof. dr inż. MARIAN ZIENTALSKI

REDAKCJA

Redaktor Naczelny
prof. dr hab. inż. WIESŁAW WOLIŃSKI

Zastępca Redaktora Naczelnego
doc. dr inż. KRYSTYNA PLEWKO

Sekretarz Odpowiedzialny
mgr KRYSTYNA LEŁAKOWSKA

ADRES REDAKCJI

00-665 Warszawa, ul. Nowowiejska 15/19 Politechnika, pok. 470
Instytut Telekomunikacji, Gmach im. prof. JANUSZA GROSZKOWSKIEGO

Dyżury Redakcji: środy i piątki, godz. 14–16
tel/fax (0-22) 660 77 37, 25 29 18 + aut. sekr.

Telefony domowe: Redaktora Naczelnego: 12 17 65
Zast. Red. Naczelnego: 826 83 41
Sekretarza Odpowiedzialnego: 25 29 18

WYDAWNICTWO NAUKOWE PWN
Warszawa, ul. Miodowa 10

Ark. wyd. 7.00	Ark. druk. 6.00	Podpisano do druku w marcu 1997 r.
Papier offsetowy kl. III 70 g. B-1		Druk ukończono w kwietniu 1997 r.

Skład: *Amel*, Warszawa
Druk i oprawa: Drukarnia Braci Grodzickich, Żabieniec, ul. Przelotowa 7

Szanowni Autorzy

„Kwartalnik Elektroniki i Telekomunikacji — Electronics and Telecommunication Quarterly” jest kontynuatorem tradycji powstałego 41 lat temu kwartalnika pt. „Rozprawy Elektrotechniczne”. „Kwartalnik Elektroniki i Telekomunikacji — czasopismo Komitetu Elektroniki i Telekomunikacji Polskiej Akademii Nauk — wydawany jest przez Wydawnictwo Naukowe PWN.

Kwartalnik jest czasopismem naukowym, na którego łamach są publikowane artykuły i komunikaty prezentujące wyniki oryginalnych oraz przeglądowych prac teoretycznych i technicznych związanych z szeroko rozumianymi dziedzinami współczesnej elektroniki i telekomunikacji.

Wszystkie publikowane w Kwartalniku artykuły są recenzowane przez wybitnych krajowych specjalistów, co zapewnia, że publikacje te są uznawane jako autorski dorobek naukowy. Opublikowanie w Kwartalniku wyniku prac naukowych, badawczych i technicznych zrealizowanych w ramach „GRANTów” Komitetu Badań Naukowych, spełnia więc jeden z wymogów stawianych tym pracom.

Czasopismo ukazuje się w ponad półtysięcznym nakładzie i dociera do wszystkich zajmujących się elektroniką i telekomunikacją krajowych ośrodków naukowych oraz technicznych i do wielu instytucji zagranicznych. Jest ponadto prenumerowane przez liczne grono specjalistów.

Każdy z Autorów otrzymuje bezpłatnie 20 egzemplarzy nadbitek swojego artykułu, co ułatwia przesłanie tej publikacji do indywidualnie wybranych przez Autora osób i instytucji w kraju lub za granicą. Ułatwia to dodatkowo fakt, że w Kwartalniku mogą być publikowane artykuły również w języku angielskim.

Nadesłane do redakcji artykuły są publikowane w terminie około pół roku, w przypadku sprawnej współpracy Autora z redakcją. Wytyczne dla Autorów dotyczące formy publikacji są zamieszczone w zeszytach Kwartalnika. Można je także otrzymać w siedzibie redakcji.

Artykuły można dostarczać osobiście lub pocztą pod adresem zamieszczanym na stronie redakcyjnej w każdym zeszycie.

Redakcja

Przegląd prac dotyczących analizy termicznej i optymalizacji układów elektronicznych

ANDRZEJ KOS

Katedra Elektroniki, Akademia Górniczo-Hutnicza, Kraków

Otrzymano 1996.05.12

Autoryzowano do druku 1996.09.06

W pracy przedstawiono zarys historyczny prac badawczych dotyczących problematyki cieplnej w elektronice prowadzonych w kraju i na świecie. Przy wyborze prac kierowano się ich przydatnością głównie w technologii hybrydowej.

Słowa kluczowe: analiza termiczna, pola temperaturowe, modele termiczne, sieci neuronowe.

1. WPROWADZENIE

W pracy przedstawiono przegląd publikacji dotyczących analizy termicznej i optymalizacji układów elektronicznych. Prace te wybrano pod kątem przydatności głównie w technologii hybrydowej z uwzględnieniem chronologii. Jednak pomysły i inspiracje zaczerpnięto z szeroko rozumianej elektroniki. Wyniki prac nad układami hybrydowymi mogą być również przydatne dla innych technologii.

W rozdziale pierwszym przytoczono przegląd metod obliczeniowych pól temperatury technikami analitycznymi, drugi dotyczy metod numerycznych. W rozdziale trzecim zebrano znane metody optymalizacji konstrukcji układów, a w ostatnim opisano prace dotyczące, sprzężeń elektrotermicznych. Celowo nie dokonano hierarchizacji ważności prac aby pozostawić to indywidualnym odczuciom Czytelników. Autor zdaje sobie sprawę, że nie udało mu się dotrzeć do wszystkich możliwych źródeł i wyraża nadzieję, że zostanie mu to wybaczone.

2. PRZEGLĄD METOD OBLICZANIA PÓŁ TEMPERATUROWYCH TECHNIKAMI ANALITYCZNYMI

Pierwsze metody wykorzystywały jedynie papier i ołówek. Metody graficzne używane były między innymi do projektowania anten w.cz. Mapy regionów dwuwymiarowych struktur jednorodnych posiadających kilka źródeł ciepła kreślono jeszcze z początkiem lat siedemdziesiątych. Stosowalność ograniczona była do układów chłodzonych przy pomocy wymienników ciepła [Dea76]. Mikroukłady chłodzone w ten sam sposób analizowano metodami wykorzystującymi rezystancję termiczną. Opracowano modele termiczne dla struktur o różnych kształtach [Dea85]. Obliczenia temperatury układów wielowarstwowych, chłodzonych zarówno konwekcyjnie jak i przez wymienniki ciepła można przeprowadzić w oparciu o metodę rozdzielania zmiennych [Kok74], [Kos85b], [Bar87], [Weh87]. Jeszcze inne podejście polega na wykorzystaniu funkcji Greena [Det69]. W tym przypadku warunek brzegowy Neumanna zastąpiono abstrakcyjnymi odbiciami zwierciadlanymi źródeł ciepła względem boków analizowanego układu prostokątnego [Boo86]. W pracy wykorzystano nowatorski pomysł Deana [Dea85]. Metodę rozszerzono na układy wielowarstwowe [Ell90].

Ze względu na geometrię ciał, metody analityczne podzielić można na: adresowane do struktur cylindrycznych i adresowane do struktur prostokątnych. Zaczniemy od kształtów cylindrycznych. Carslaw i Jaeger obliczyli rezystancję termiczną okrągłego źródła ciepła umieszczonego na powierzchni półnieskończonej struktury [Car59]. Gibbons rozwiązał impedencję termiczną tej samej struktury [Gib70]. Zommer i Feucht przedstawili rozwiązanie przejściowe nieskończonej trójwymiarowej płytki ze źródłami ciepła [Zom78]. Podobna struktura była przedmiotem prac Balageasa, Kropeza i Cielo [Bal86]. Engeler i Garfinkel analizowali przejściową odpowiedź termiczną struktury cylindrycznej, która na jednej z powierzchni miała stałą temperaturę [Eng65]. Kennedy wyprowadził wzór do obliczania ustalonej temperatury cylindra z okrągłym źródłem ciepła umieszczonym w jego środku [Ken60]. Brook i Smith rozszerzyli rozwiązanie stacjonarne na struktury wielowarstwowe [Bro73]. Nakwaski wyprowadził stacjonarne rozwiązanie półnieskończonej struktury z okrągłym źródłem mającym gaussowski rozkład gęstości strumienia ciepła [Nak84a]. Abtahi, Raunlich i Kelly przeprowadzili studia nad dwuwarstwową nieskończoną strukturą z gaussowskim rozkładem gęstości mocy okrągłego źródła ciepła [Abt86]. Nakwaski i Kontkiewicz wyliczyli temperaturę ustaloną i przejściową struktury ze źródłem ciepła o nierównomiernej gęstości mocy, umieszczonym wewnątrz struktury posiadającej stałą temperaturę na jednej z powierzchni brzegowych [Nak84b], [Nak85a].

Do drugiej grupy należą układy prostokątne. Joy i Schlig analizowali przejściowe odpowiedzi termiczne ciała półnieskończonego z prostokątnymi źródłami ciepła [Joy70]. Hein wyprowadził rozwiązanie jednowarstwowej struktury z prostokątnym źródłem ciepła [Hei67]. Lindsted i Surty rozwiązyli problem jednowarstwowej

struktury prostokątnej z prostokątnym źródłem ciepła, ulokowanym w środku górnej powierzchni [Lin72]. Podobny problem był przedmiotem prac Petrova, Kochetkova i Synorova [Pet72]. Ellison wyprowadził rozwiązanie stacjonarne dwuwarstwowego układu ze źródłami ciepła na powierzchni i pomiędzy warstwami [Ell73], a następnie rozszerzył je na struktury czterowarstwowe [Ell76], [Ell84], [Ell90], jednakże wyliczył jedynie temperaturę pierwszej warstwy. Rozwiązanie temperaturowe na powierzchni dwuwymiarowej struktury zaproponowali również Castello i Antognetti [Cas78]. Nieco później Antognetti, Bisio i Curatelli zajęli się analizą przejściową na powierzchni układów dwuwarstwowych [Ant80]. Kokkas przedstawił rozwiązanie w pierwszej warstwie struktury czterowarstwowej [Kok74]. Joyce i Dixon analizowali rezystancję termiczną wielowarstwowego układu ze źródłami ciepła pomiędzy warstwami [Joy75]. Carslaw i Jaeger [Car59] studiowali problem, w którym źródło ciepła ma wymiary boczne struktury. Podobne zadanie było przedmiotem prac Newmana, Bonda i Stefaniego [New78]. Lee i Palisoc wyprowadzili rozwiązanie temperatury na powierzchni styku i we wnętrzu czterowarstwowej struktury z wieloma źródłami ciepła ulokowanymi na powierzchni układu [Lee86]. Oni także wprowadzili technikę projektowania układów scalonych z dużą liczbą małych źródeł ciepła [Pal88].

Inny podział metod analitycznych, przeprowadzony z punktu widzenia przydatności w technice hybrydowej, bierze pod uwagę liczbę wymiarów modelu termicznego. Najprostsze ale i najmniej dokładne są modele jednowymiarowe, wykorzystujące pojęcie rezystancji termicznej figury geometrycznej wytyczonej przez strumień cieplny przepływający od źródła do przeciwległej powierzchni (*heat spreading angle*). Podstawy matematyczne są bardzo proste, a stosowalność ograniczona do układów chłodzonych przy pomocy wymiennika ciepła [Dav77], [Ark86].

Modele dwuwymiarowe nadają się szczególnie do mikroukładów bez obudowy, chłodzonych obustronnie konsekwentnie, których grubość jest znacznie mniejsza od pozostałych wymiarów. Rozkład temperatury po obu stronach układu jest taki sam [Boo86], [DeM88a].

Najbardziej dokładne ale i czasochłonne są modele trójwymiarowe. Użycie ich jest niezbędne tam, gdzie mamy do czynienia z układami wielowarstwowymi [Kos85b], [Weh87], lub gdy wymiary źródeł ciepła są bardzo małe, porównywalne z grubością podłoża [Rot88]. Przykładem może być plamka cieplna (*hot spot*) występująca przy końcu szczeliny rezystora korygowanego laserowo [Cas85], [Rot87c]. Wybór właściwego modelu podyktowany jest kompromisem pomiędzy dokładnością, a nakładem obliczeniowym.

Niekonwencjonalnym podejściem do analizy termicznej mikroukładów hybrydowych jest wykorzystanie sieci neuropodobnych. Istotą ich funkcjonowania jest generowanie wartości temperatury układu dla zadanych danych wejściowych: geometrii, pobudzania i sposobu chłodzenia. Nauczona sieć nie wnika w złożoność procesów termicznych, a jedynie spełnia postawione przed nią wymagania numeryczne [Kos91], [Kos92].

3. OBLICZANIE TEMPERATURY METODAMI NUMERYCZNYMI

Historycznie rzecz biorąc, przegląd metod numerycznych otwiera metoda różnic skończonych [Pan55]. Wenthén użył jej do obliczeń stanu ustalonego i przejściowego diody zamontowanej na specjalnym podłożu [Wen70]. Kobayashi i Iwane analizowali rozkład temperatury diody laserowej przymocowanej do wymiennika ciepła. Przeprowadzili również studia na temat wpływu warstwy granicznej na ten rozkład [Kob77]. Baxter i Anslow także stosowali metodę różnic skończonych do obliczeń stanu ustalonego i temperatury przejściowej elementów półprzewodnikowych pracujących na alundowych podłożach [Bax77]. Andrews, Mahalingam i Berg wykorzystali tę metodę do oceny termicznej plastikowych obudów typu „dual-in-line” [And81]. Mahalingam, Andrews i Drye użyli tej samej techniki do symulacji termicznych układów logicznych LSI i VLSI [Mah83]. Również Kohara i jego współpracownicy obliczyli rezystancję termiczną obudów w technologii hybrydowej [Koh83]. Moffat, Ramadhyani i Incropera studiowali mechanizm przekazywania ciepła drogą konwekcji i przewodzenia w izotermicznym podłożu [Mof86]. Habchi i Acharya analizowali chłodzenie konwekcyjne pionowej płyty z elementami elektronicznymi [Hab86]. Modelowanie termiczne układów hybrydowych można znaleźć również w pracach [Bar87], [DeM88b], [Kos93a]. Sharama modelował procesy termiczne układów mikroelektronicznych w postaci obwodu rezystancyjnego. Do rozwiązania użył metody Monte Carlo [Sha86].

Przy wykorzystaniu metody różnic skończonych powstały między innymi następujące programy komputerowe: SINDA [Fin1], TRUMP [Sta81], ROMAN II [Mal83], BICEPS [Pen83], GTI [Kos85a], SUPRA [Chin], HYBRITHERM i PROMOTHEE [DeM88a], HYBTERM [Kal93].

Odmianą metody różnic skończonych jest metoda pudełek skończonych (*finite boxes*) zaproponowana przez Franza i jego współpracowników. Zakłada ona nieregularną siatkę podziału, uwzględniającą specyfikę geometrii przyrządu. Dwuwymiarowy system symulacji został użyty do analizy diody 100 V, tyrystora oraz GaAs MESFET [Fra83]. Zmodyfikowaną metodę pudełek zastosowali Zeng i koledzy do symulacji termicznej struktur mocy VDMOST [Zen96].

Kolejną metodą obliczeń jest metoda elementów skończonych [Zie77]. Waller, Fox i Hannemann wykorzystali ją do symulacji temperatury i naprężeń termicznych podstawek zamontowanych do podłoża [Wal83]. Bocchi opisał jej użycie do analizy termicznej układów VHSIC (*Very High Speed Integrated Circuit*) [Boc86].

Bonnifait i Cadre stworzyli program działający w oparciu o metodę elementów skończonych, służący do analizy temperaturowej układów drukowanych, zawierających wiele przyrządów [Bon86]. Groothuis i jego współpracownicy modelowali układy VLSI [Gro85]. Zardini i jego zespół studiowali problem optymalnego wyboru grubości warstw pośredniczących pomiędzy strukturą monolityczną, a podłożem układu hybrydowego [Zar91]. Tsunekane i koledzy modelowali procesy termiczne lasera [Tsu96].

Na bazie modelu różnicowego opracowano między innymi programy komputerowe: PATRAN, NASTRAN [And84], ANSYS [Fin2] i AUTOTHERM [Wo191]. Ten ostatni stanowi zintegrowany system do projektowania i weryfikacji układów hybrydowych, ASIC i przyrządów montowanych powierzchniowo (SMD). Program wyposażony jest w system ekspertowy generujący trójkątną siatkę podziału, dostosowaną do geometrii przyrządu i żądanej dokładności obliczeń.

Najmłodszą metodą analizy numerycznej jest metoda elementów granicznych [Bre80]. Polega ona na dyskretyzacji tylko powierzchni brzegowej, co minimalizuje liczbę równań algebraicznych. De Mey ze swoim zespołem zastosował ją do modelowania nieobudowanych układów hybrydowych mocy [Rot87b] do analizy zjawisk termicznych wewnątrz układów obudowanych [DeS92], [Dri92] oraz do optymalizacji topografii tych układów [Rot87a]. Lee, Palisoc i Baynham studiowali problemy termiczne w układach prostokątnych [Lee88]. Głowacki i współpracownicy analizowali rozływ ciepła w strukturach krzem-ceramika [Gł87]. Ogólnie dostępnym programem komputerowym, wykorzystującym metodę elementów granicznych jest BEASY [CMI].

Oprócz metod analitycznych i numerycznych należy wymienić metodę obrazów zaproponowaną przez Leturcqa, Dorkela, Napieralskiego i Lachivera [Let87], zaliczaną do metod analityczno-numerycznych.

4. OPTIMALIZACJA KONSTRUKCJI UKŁADÓW HYBRYDOWYCH

Wielu autorów próbowało znaleźć odpowiedź na pytanie, w jaki sposób usprawnić chłodzenie mikroukładów hybrydowych. Optymalizacja kształtu radiatora była przedmiotem prac Deana [Dea85]. De Mey i współpracownicy opracowali algorytm numeryczny, minimalizujący temperatury pracy wielu źródeł ciepła znajdujących się na wspólnym podłożu [Rot87a]. Rottiers i De Mey zaproponowali szybką i prostą metodę obliczenia promienia płamki cieplnej, co umożliwia oszacowanie wielkości podłoża ze względu na minimalizację oddziaływań termicznych poszczególnych źródeł [Rot88]. White skonstruował system optymalnego projektowania układów cienkowarstwowych, nazwany Taguchi. Polega on na statystycznym oszacowaniu dużej liczby parametrów projektowanych układów [Whi91]. Zardini wraz ze swoim zespołem dobierali optymalne grubości podkładek miedzianych, umieszczanych pomiędzy strukturą mocy, a płytą podłożową wykonaną z ceramiki o wysokim współczynniku przewodności termicznej (AIN) [Zar90]. Page i Campbell wykonali prace eksperymentalne z wykorzystaniem termografii i ciekłych kryształów mające na celu redukcję ekstremalnych temperatur [Pag92]. Panicker, Sadowiczak i Leon poszukiwali kompromisu pomiędzy wysoką konduktywnością termiczną i małą konduktywnością elektryczną nowych materiałów podłożowych [Pan90]. Inne prace nad usprawnieniem odprowadzania ciepła w hybrydach mocy prowadzone były również przez Khakzara i Schuchta [Kha92] oraz Nakymę [Nak88].

Prace krajowe — Napieralski i współpracownicy stworzyli program PYR-THERM, (oparty na wcześniejszym programie NAPOM) do optymalizacji struktury

termicznej układu hybrydowego, optymalizacji rozmieszczenia elementów mocy oraz wyboru materiału i kształtu radiatora [Nap90]. Janke przedstawił wpływ konstrukcji elementów i układów półprzewodnikowych na ich parametry termiczne [Jan92]. Kalita analizował i usprawniał konstrukcję układów przeznaczonych do pracy w trudnych warunkach eksploatacyjnych [Kal92]. Kramek opracował algorytm działający w oparciu o zmodyfikowaną metodę Powella, optymalnie rozmieszczający elementy [Kra80]. S. Nowak zaproponował specjalną konstrukcję rezystora warstwowego posiadającego stabilne parametry w szerokim zakresie zmian punktu pracy układu i jednocześnie pełniącego funkcję bezpiecznika, chroniącego układ przed uszkodzeniem [Now83]. Optymalne rozmieszczenie źródeł ciepła jest również przedmiotem prac autora [Kos83a], [Kos83b], [Kos85a].

Wpływ temperatury na niezawodność przyrządów i układów elektronicznych opisali w swoich monografiach Janke [Jan92] i Sinnadurai [Sin85].

5. SPRĘŻENIA ELEKTROTERMICZNE

Wieloaspektowa analizę sprzężeń elektrotermicznych prowadzili w Polsce: Napieralski [Nap88] i Janke [Jan92]. W układach monolitycznych scalonych sprzężenia były przedmiotem prac Filipkowskiego [Fil83], Zamłyńskiego [Zam82], [Zam91] i Wilamowskiego [Wil80], Pelca i Borczyńskiego [Pel86]. Inne prace prowadzono w ośrodku łódzkim [Wię89], [Lis91] [Nak85a,b], gdańskim [Ste84], [Now85], [Zar86], wrocławskim [Kwa81], rzeszowskim [Kal92], krakowskim [Kos93b]. Schurack i współpracownicy opracowali sposób wyznaczania zależnych od temperatury parametrów tranzystorów bipolarnych i FET-ów przy użyciu programu SPICE [Sch93]. Hamza pracował nad ujednoliconą metodą analizy elektrotermicznej układów hybrydowych i VLSI [Ham89]. Szekely i współpracownicy opracowali uniwersalne narzędzie do elektrotermicznej i logitermicznej symulacji [Sze96].

ZAKOŃCZENIE

W pracy przedstawiono przegląd publikacji dotyczących analizy i optymalizacji termicznej układów elektronicznych. Zaproponowany podział prac na grupy tematyczne jest czysto umowny. Na przykład podział na metody analityczne i numeryczne jest podziałem bardziej „roboczym” niż merytorycznym. Wiadomo bowiem, że tak zwane metody analityczne wymagają pracochłonnych operacji numerycznych (np. sumowania wyrazów szeregu), zaś tzw. metody numeryczne często wykorzystują zależności czysto analityczne. Różne ośrodki naukowe i komercyjne wykorzystują i preferują indywidualne metody badawcze. Wynika to z tradycji, przyzwyczajzeń, czy wreszcie subiektywnych zapatrywań. Ocenę przedstawionych metod i algorytmów autor pozostawia Czytelnikowi.

LITERATURA DO TEMATU

- [Abt86] Abtahi A., Raunlich P.F., Kelly P.: *Theory of transient temperature response of a two-layer system heated with a localized laser beam*. J. Appl. Phys., 1986, 60, p. 3417
- [And81] Andrews J.A., Mahalingam L.M., Berg H.M.: *Thermal characteristics of 16- and 40- pin plastic DIP's*. IEEE Trans. Components, Hybrid and Manufacturing Technology. 1981, Vol. CHMT-4, p. 455
- [And84] Anderson W.J.: *Finite elements in mechanical and structural design*. Mac Neal-Schwendler, Corp., Los Angeles, 1984
- [Ant80] Antognetti P., Bisio G.R., Curatelli F., Palara S.: *Three-dimensional thermal simulation: application to delayed short circuit protection in power IC's*. IEEE Journal of Solid-State Circuits, 1980, vol. SC-15, no 3, p. 277
- [Ark86] Arkin O.: *Practical computer program for improved hybrid thermal analysis*. Hybrid Circuit Technology 1986, vol. 11, pp. 37-42
- [Bal86] Balageas D.L., Kropes J.C., Cielo P.: *Pulsed photo-thermal modelling of layered materials*. J. of Appl. Phys. 1986, 59, p. 348
- [Bar87] Barbou R., Menzi G., Moulin G.: *Temperature prediction on hybrid microelectronics*. Proc. 6th, European Hybrid Microelectronics Conf., Bournemouth, 1987, pp. 332-338
- [Bax77] Baxter G.K., Anslow J.W.: *High temperature thermal characteristics of microelectronic packages*. IEEE Trans. Parts, Hybrids and Packaging, 1977, vol. PHP-13, p.385
- [Boc86] Bocchi W.J.: *Finite element engineering analyses applied to microelectronic*. Proc. IEEE 1986 National Aerospace and Electronics Conference, pp. 1150-1153, Dayton, USA
- [Bon86] Bonnifant M., Cadre M.: *Thermal simulations for electronic components using finite elements and nodal networks*. ASME HTD, 1986, vo. 57, pp. 231-237
- [Boo86] Boone E., De Mey G., Rotliers L.: *Temperature distribution on ceramic substrates*. Electronics Letters, vol. 22, 1986, pp. 442-443
- [Bre80] Brebbia C.A., Walker S.: *Boundary element techniques in engineering*. London, Boston: Butterworth Inc., 1980
- [Bro73] Brook P., Smith J.G.: *Spreading resistance of multi-layer cylindrical structure*. Electronics Letters, 1973, No. 9, p. 253
- [Car59] Carslaw M.S., Jaeger J.C.: *Conduction of heat in solids*. Oxford University Press, 1959
- [Cas78] Castello R., Antognetti P.: *Integrated circuit thermal modelling*. IEEE Journ. Solid State Circuits, 1978, vol. SC-19, p. 363
- [Cas85] Casselman G., De Mey G.: *Influence of trimming on the electric field distribution in thick film resistors*. Hybrid Circuits, 1985, vol. 8, pp. 10-12
- [Chin] Chin D., Kump M., Dutton R.W.: *SUPRA - Stanford University Process Analysis Program*. Stanford Electronics Laboratory, Stanford University, Stanford, California
- [CM1] *Boundary element method software name: BEASY*. Computational Mechanics Institute, 25 Bridge Street, Billerica, MA 01821
- [Dav77] David R.F.: *Computerized thermal analysis of hybrid circuits*. IEEE Trans. on Parts, Hybrids and Packaging, vol. PHP-13, 1977, no. 3, pp. 283-290
- [Dea76] Dean D.J.: *Handbook of thick film technology*. Chapter 11 of Electrochemical Publications, 1976
- [Dea85] Dean D.J.: *Thermal design of electronic circuit boards and packages*. Ayr, Scotland: Electrochem. Publ. Ltd., 1985
- [DeM88a] De Mey G., Van Schoor L.: *Thermal analysis of hybrid circuits with mounted components*. Hybrid Circuits, 1988, vol. 15, pp. 28-32
- [DeM88b] De Mey G., Rottiers L., Driscart M., Vanschoor L.: *Thermal studies on hybrid circuits*. Hybrid Circuits, 1988, vol. 17, pp. 8-11
- [DeS92] De Smet S., Driscart M., De Mey G.: *Convection cooling inside microelectronic packages*. In: Recent advances in heat transfer. Ed. B. Sundén, A. Zukauskas Elsevier, Amsterdam, 1992, pp. 855-866

- [Det69] Dettman J.W.: *Mathematical methods in physics and engineering*. McGraw-Hill Publishers, 1969
- [Dri92] Driscart M.: *Model for a semiconductor chip in the thermal simulation of a complete package*. In: Recent advances in heat transfer. Ed. B. Sunden, A. Zukauskas, Elsevier, Amsterdam, 1992, pp. 879-888
- [Ell73] Ellison G.N.: *The effect of some composite structures on the thermal resistance of substrates and integrated circuit chips*. IEEE Trans Electron Devices, 1973, vol. ED-20, pp. 233-238
- [Ell76] Ellison G.N.: *The thermal design of an LSI single chip package*. IEEE Trans. Parts, Hybrids, Packag., 1976, vol. PHP-12, pp. 371-378
- [Ell84] Ellison G.N.: *Thermal computations for electronic equipment*. Van Nostrand Reinhold Co., New York, 1984
- [Ell90] Ellison G.N. TAMS: *A thermal analyzer for multilayer structures*. Electrosoft, 1990, vol. 1, no. 2, pp. 85-97
- [Eng65] Engeler W., Garfinkel M.: *Thermal characteristics of GaAs laser junctions under high power pulsed conditions*. Solid State Electronics, 1965, 8, p. 585
- [Fil83] Filipkowski A.: *Projektowanie układów scalonych*. Wydawnictwa Politechniki Warszawskiej, 1983
- [Fin1] Finite difference analysis, software name: SINDA, Computer Software Management and Information Center (COSMIC), 112 Barrow Hall, University of Georgia, Athens, GA 30602
- [Fin2] *Finite element analysis, software name: ANSYS*. Swanson Analysis Systems, Inc., Johnson Road, P.O. Box 65, Huston, PA 15342
- [Fra83] Franz F.F., Franz G.A., Selberherp S., Ringhofer C., Markowich P.: *Finite boxes - a generalization of the finite difference method suitable for semiconductor device simulation*. IEEE Trans. on Electron Devices, 1983, vol. ED-30, pp. 1070-1080
- [Gib70] Gibbons G.: *Transient temperature response of an avalanche diode*. Solid State Electronics, 1970, 13, p. 796
- [Gło87] Głowacki A. i inni: *Analiza rozptyłu ciepła w strukturach krzem - ceramika metodą elementu brzegowego*. Prace ITE-CEMI, 1987, vol. 4, p. 37
- [Gro85] Groothvis S., Masod M.: *Finite element modelling in VLSI packaging*. TI Engineering Journal, January-February 1985
- [Hab86] Habchi S., Acharya S.: *Laminar mixed convection in a partially blocked vertical channel*. ASME HTD, 1986, vol. 57, pp. 189-197
- [Ham89] Hamza m.H.: *Electro-thermal simulation of hybrid and VLSI circuits*. Proc. of the 17th IASTED Int. Symp. on Simulation and Modelling, Lugano, Switzerland, 1989, pp. 94-98
- [Hei67] Hein V.L.: *Convection cooling of substrates containing multiple heat sources*. The Bell System Technical Journal, 1967, vol. 8, p. 1659
- [Jan92] Janke W.: *Zjawiska termiczne w elementach i układach półprzewodnikowych*. WNT, Warszawa, 1992
- [Joy70] Joy R.C., Schlig E.S.: *Thermal properties of very fast transistors*. IEEE Trans. Electron Devices, 1970, vol. EC-17, p. 586
- [Joy75] Joyce W.B., Dixon R.W.: *Thermal resistance of heterostructure lasers*. J. Appl. Phys., 1975, 46, p. 855
- [Kal92] Kalita W.: *Projektowanie i technologia grubowarstwowych mikroukładów hybrydowych przeznaczonych do pracy w trudnych warunkach eksploatacyjnych*. (manuskrypt) Lwowski Instytut Politechniczny, Lwów, 1992
- [Kal93] Kalita W., Niedzialek T.: *Analysis of stationary (by HYBTERM program) and non-stationary temperature fields in hybrid microcircuits*. 17th Conference and Exhibition of the ISHN Poland Chapter, Rzeszów - Solina, 15-18 September, 1993
- [Ken60] Kennedy D.P.: *Spreading resistance in cylindrical semiconductor devices*. J. Appl. Phys., 1960, 31, p. 1490
- [Kha92] Khakzar H., Schucht G.: *Entwurf, Simulation und Messung von temperaturoptimierten Leistungshybriden*. Frequenz, 1992, 46, pp. 203-209
- [Kob77] Kobayashi T., Iwane G.: *Three dimensional thermal problems of double-heterostructure semiconductor lasers*. Japanise J. Appl. Phys., 1977, 16, p. 1403

- [Koh83] Kohara M., Tsutsumi S., Shibata H., Nakata H.: *High thermal conduction package technology for flip chip devices*. IEEE Trans. Components, Hybrids and Manufacturing Technology, 1983, Vol. CHMT-6, p. 267
- [Kok74] Kokkas A.G.: *Thermal analysis of multiple-layer structures*. IEEE Trans. on Electron Devices, 1974, vol. ED-21, no. 11, pp. 674-681
- [Kos83a] Kos A.: *Effective method of an optimal choice of the geometry of an integrated circuit, thermal problem*. Proc. of IASTED Int. Symposium on Applied Informatics, Lille, France, 1983, vol. III, pp. 121-124
- [Kos83b] Kos A.: *Problem optymalnego wyboru geometrii obwodów w układach scalonych ze względu na eliminację pasożytniczych cieplnych sprzężeń zwrotnych*. Elektronika, 1983, nr 1-2, ss. 55-56
- [Kos85a] Kos A.: *Computer - aided topology design with minimization of thermal interactions*. Proc. of the 1985 Int. Symposium on Microelectronics, ISHM, Anaheim, USA, pp. 123-126
- [Kos85b] Kos A.: *Analiza temperaturowa hybrydowych układów scalonych*. Model stacjonarny ciągły. Zeszyty naukowe AGH, Elektrotechnika, Kraków, 1985, tom. 4, nr 1, ss. 57-74
- [Kos91] Kos A.: *Neural net aided design of power circuits topology*. XIV Krajowa Konferencja: Teoria Obwodów i Układy Elektroniczne, Warszawa - Waplewo, 23-25.X.1991, pp. 616-623
- [Kos92] Kos A.: *Temperature prediction with neural nets in hybrid power circuits*. Proc. of the First Int. Conf. on Electronics and Automatic Control, Tizi-Ouzou, Algeria, 4-6 May 1992, vol. 1, pp. 161-168
- [Kos93a] Kos A.: *Temperature fields computations in microcircuits with finite difference method*. Proc. of the 7th Int. Conf. on Systems, Modelling and Control, Zakopane, May 17-21, 1993, Vol. 1, pp. 266-271
- [Kos93b] Kos A.: *TOPO-SPICE program for electro-thermal analysis*. Proc. of the 9th European Hybrid Microelectronics Conference, ISHM, Nice, France, June 2-4, 1993, pp. 460-467
- [Kra80] Kramek J.P.: *Zmodyfikowana metoda obliczania funkcji celu w algorytmie Powella w zastosowaniu do rozmieszczania elementów w układach hybrydowych*. Prace PIE, Warszawa, 1980, nr 75
- [Kwa81] Kwaśniok P.: *Analiza i modelowanie pasożytniczych stałoprądowych sprzężeń termicznych*. Praca doktorska, Wrocław, 1981
- [Lee86] Lee C.C., Palisoc A.L.: *Thermal analysis of GaAs integrated circuit devices*. 1986 IEEE Gallium Arsenide Integrated Circuit Symposium. Technical Digest, IEEE Cat. No. 86CH2372-1, pp. 115-118
- [Lee88] Lee C.C., Palisoc A.L.: *Thermal analysis of solid state devices using boundary element method*. IEEE Trans Electron Devices, 1988, vol. 35, p. 1151
- [Let87] Leturcq P., Dorkel J.M., Napieralski A., Lachiver E.: *A new approach to thermal analysis of power devices*. IEEE Transaction on Electron Devices, 1987, vol. ED-34, No.5, pp. 1147-1156
- [Lin72] Linsted R.D., Surty R.J.: *Steady-state junction temperatures of semiconductor chips*. IEEE Trans. on Electron Devices, 1972, vol. ED-19, no. 1
- [Lis91] Lisik Z.: *Modelowanie generacji ciepła w przyrządach półprzewodnikowych*. Cz. I - Bilans energetyczny struktury półprzewodnikowej. Cz. II - Funkcje rozpraszania ciepła. Cz. III - Wkład efektów termoelektrycznych do bilansu energetycznego przyrządu półprzewodnikowego. Kwartalnik Elektroniki i Telekomunikacji, 1991, vol. 37, no. 1-2, ss. 141-210
- [Mah83] Mahalingam L.M., Andrews J.A., Drye J.E.: *Thermal studies in pin grid array packages for high density LSI and VLSI logic circuits*. IEEE Trans. Components, Hybrids and Manufacturing Technology, 1983, vol. CHMT-6, p. 246
- [Mal83] Maldonado C.D.: *ROMAN II, A two dimensional Process Simulator for Modelling and Simulation in the design of VLSI devices*. Appl. Phys., 1983, vol. A-31, p. 119
- [Mof86] Moffat D.F., Ramadhyani S., Incropera F.P.: *Conjugate heat transfer from wall embedded sources in turbulent channel flow*. ASME HTD, 1986, Vol. 57, pp. 177-182
- [Nak88] Nakayama W.: *Thermal management of electronic equipment: a review of technology and research topics*. In: Advances in thermal modelling of electronic components and system, 1988, Vol. 1. Ed. A. Bar-Cohen, A.D. Kraus, Hemisphere Publishing Corp., New York 1988
- [Nak84a] Nakwaski W.: *Spreading thermal resistance of the heat-sink of a light-emitting diode*. Solid State Electronics, 1984, 27, p. 823

- [Nak84b] Nakwaski W., Kontkiewicz A.M.: *Temperature distribution in a light-emitting diode during a pulse operation*. Electronics Letters, 1984, Vol. 20, p. 984
- [Nak85a] Nakwaski W., Kontkiewicz A.M.: *Thermal resistance of light-emitting diode*. IEEE Trans Electron Devices, 1985, Vol. ED-32, p. 2282
- [Nak85b] Nakwaski W.: *Zagadnienia cieplne w półprzewodnikowych źródłach promieniowania*. Zeszyty Naukowe Politechniki Łódzkiej, Łódź, 1985
- [Nap88] Napieralski A.: *Komputerowe projektowanie układów półprzewodnikowych dużej mocy ze szczególnym uwzględnieniem ich własności termicznych*. Zeszyty Naukowe Politechniki Łódzkiej, Łódź, 1988, nr 562
- [Nap90] Napieralski A.: *Współczesne układy hybrydowe dużej mocy. Modelowanie, perspektywy rozwoju i zastosowanie*. XIII Krajowa Konferencja Teoria Obwodów i Układy Elektroniczne, Gliwice - Bielsko-Biała, 1990, ss. 23-40
- [New78] Newman D.H., Bond d.J., Stefani J.: *Thermal resistance models for proton-isolated double-heterostructure lasers*. Solid-State and Electron Devices, 1978, 2, p. 42
- [Now83] Nowak S., Wójcicka D.L.: *Thick film fail-safe resistors*. Electrocomponent Science and Technology, 1983, 10/4, p. 255
- [Now85] Nowakowski A.: *Badanie procesów termicznych w przyrządach półprzewodnikowych*. Zeszyty Naukowe Politechniki Gdańskiej, 1985
- [Pag92] Page G., Campbell D.S.: *Assessment of temperature distributions in electronic circuits*. Hybrid Circuits, 1992, No. 28, pp. 13-16
- [Pal88] Palisoc A.L., Lee C.C.: *Thermal design of integrated circuit devices*. Proc. of 1988, IEEE Semiconductor Thermal and Temperature Measurement Symp., IEEE Cat. 88CH2530, 1988, pp. 118-121
- [Pan55] Panow D.J.: *Metody numeryczne rozwiązywania równań różniczkowych cząstkowych*. PWN, Warszawa, 1955
- [Pan90] Panicker M.P.R., Sadowiczak G., Leon V.: *Thermal substrates: a new microwave substrate technology for thermal management and low parasitic elements*. Microwave Journal, October 1990, pp. 99-105
- [Pel86] Pelc T., Borczyński J.: *Odprowadzanie ciepła z przyrządów półprzewodnikowych*. WKiŁ, Warszawa, 1986
- [Pen83] Penumall B.R.: *A comprehensive two-dimensional VLSI process simulation program*. BICEPS, IEEE Trans. Electron Devices, 1982, vol. ED-30, p. 986
- [Pet72] Petrov B.K. i inni: *A calculation of the equilibrium temperature distribution in multiple-emitter microwave transistors*. Radio Engineering and Electron Physics, USSR, 1972, vol. 17, p. 1738
- [Rot87a] Rottiers L., De Mey G.: *An automatic placement algorithm for optimising thermal behaviour of hybrids circuits*. Proc 6th European Microelectronics Conf., 1987, Bournemouth, pp. 325-331
- [Rot87b] rottiers L., De Mey G.: *Eigenfunction expansion versus the boundary element method for thermal problems in microelectronics*. Journal of Computational and Applied Mathematics, 20, North-Holland, 1977, pp. 367-372
- [Rot87c] Rottiers L., De Mey G.: *Thermal modelling of hybrid circuits*. Proc. of the 9-th Boundary element Conference, 1987, pp. 277-288
- [Rot88] Rottiers L., De Mey G.: *Hot spot effects in hybrid circuits*. IEEE Trans. on Components, Hybrids, and Manufacturing Technology, 1988, vol. 11, No. 3, pp. 274-278
- [Sch93] Schurack E., Latzel T., Gottwald A.: *SPICE-simulation of nonlinear effects in field-effect-transistors caused by thermal power feedback*. Proc. of the 1993 IEEE Int. Symposium on Circuits and Systems, Chicago Illinois, May 3-6, pp. 1116-1119
- [Sha86] Sharma A.: *Statistical thermal modeling of multi-chip modules*. Proc. of the 36-th Electronic Components Conference, Seattle, USA, 1986, pp. 138-140
- [Sin85] Sinnadurai F.N.: *Handbook of microelectronics packaging and interconnection technologies*. Electrochemical Publications Limited, Essex, 1985
- [Sta81] Staszak Z.J.: *Program do obliczeń rozkładów temperatur w ciele stałym w oparciu o model wielowymiarowy*. Raport ITE, Politechnika Gdańska, 1981
- [Ste84] Stepowicz W.J.: *Nieizotermiczne charakterystyki prądowo-napięciowe wybranych elementów półprzewodnikowych*. Zeszyty Naukowe Politechniki Gdańskiej, Gdańsk, 1984

- [Sze96] Szekely, Poppe A., Pahi A., Csendes A., Hajas G., Rencz M.: *Electro-thermal and logi-thermal simulation of VLSI designs*. Proc. of the International Workshop on Thermal Investigations of Ics and Microstructures, Budapest, Hungary, 25-27 September 1996
- [Tsu96] Tsunekane M., Taguchi N., Inaba H.: *High power operation of diode-end pumped Nd:YVO₄ laser using composite rod with undoped end*. Electronics Letters, vol 32, 1996, pp. 40-42
- [Wal83] Walter D.L., Fox L.R., Hannemann R.J.: *Analysis of surface mount thermal and thermal stress performance*. IEEE Trans. Components, Hybrids and Manufacturing Technology, 1983, vol. CHMT-6, p. 257
- [Weh87] Wehrhahn E.: Temperature distribution on multilayer substrates, Proc. 6-th European Microelectronics Conf., 1987, pp. 264-280
- [Wen70] Wenthen F.T.: *Computer-aided thermal analysis of power semiconductor devices*. IEEE Trans. on Electron Devices, 1970, vol. ED-17, no. 9, pp. 765-770
- [Whi91] White J.: *Optimization of thin film hybrids using Taguchi methods*. Hybrid Circuits Technology, May 1991, pp. 26-29
- [Wię89] Więcek b.: *Dwuwymiarowy elektrotermiczny model tyrystora*. XII Krajowa Konferencja Teoria Obwodów i Układy Elektroniczne, Rzeszów - Myczkowce, 1989, pp. 361-366
- [Wil80] Wilamowski B.: *Modelowanie podukładów scalonych z uwzględnieniem zjawisk ciepłych*. Krajowa Konferencja Teoria Obwodów i Układy Elektroniczne, Stawiska k/o Gdańska, 1980
- [Wol91] Wolff D., Walcutt J.: *Thermal prediction and verification tools. Improve system reliability*. Hybrid Circuit Technology, May 1991, pp. 12-15
- [Zam82] Zamłyński K.: *Modelowanie i analiza elektrotermiczna monolitycznych układów scalonych*. Praca doktorska, Politechnika Warszawska, Warszawa, 1982
- [Zam91] Zamłyński K.: *OPTIMA-T the program for simulation of eletrical circuits in the presence of electrothermal interaction*. XIV Krajowa Konferencja Teoria Obwodów i Układy Elektroniczne, Waplewo, 1991, pp. 210-215
- [Zar90] Zardini C., Woigard E., Huillet H., Aucouturier J.L.: *Thermal simulation of hybrid power assemblies*. Proc. Heat Transfer'90 Conf. 17-20 July 1990, southampton
- [Zar91] Zardini c., Rodes F., Duchamp G., Aucouturier J.L.: *3D thermal simulation of power hybrid assemblies*. Hybrid Circuits, 1991, no. 24, pp. 20-21
- [Zar86] Zarebski J.: *Wielkosygnałowa analiza oddziaływań elektrotermicznych w układach półprzewodnikowych*. praca doktorska, Politechnika Gdańska, Gdańsk, 1986
- [Zen96] Zeng J., Mawby P.A., Towers M.S., Board K.: *Hybrid field dependant mobility model for the simulation of power VDMOST*. Electronics letters, vol. 32, 1996, pp. 138-140
- [Zie77] Zienkiewicz O.: *The finite element method*. London, McGraw-Hill, 1977
- [Zom78] Zommer N.D., Feucht D.L.: *Analytical thermal response of a multi-layer device under the semiinfinite approximation*. IEEE Trans. Electron Devices, 1978, vol. ED-25, p. 441

A. KOS

REVIEW OF WORKS ON THERMAL ANALYSIS AND OPTIMISATION OF MICROCIRCUITS

S u m m a r y

In the paper a historical review of works on thermal problems in electronics in Poland and in the world is presented.

Key words: Thermal analysis, temperature fields, thermic models, neural nets.

Fotodetekcja fioletu i bliskiego nadfioletu w kryształach CdF_2

BOŻENA SEROCZYŃSKA-WOJAS

Instytut Fizyki, Politechnika Warszawska

JÓZEF WOJAS

Prof. emerytowany Politechniki Warszawskiej

Otrzymano 1996.05.22

Autoryzowano do druku 1996.11.19

W pracy zbadano elektryczne i fotoelektryczne właściwości kilkunastu próbek CdF_2 o bardzo szerokim zakresie rezystancji, od kilku $k\Omega$ do $\sim 2 \cdot 10^3 M\Omega$. Zmierzono charakterystyki prądów ciemnych tych próbek oraz ich fotoprądów dla kilku energii nadfioletu w zakresie 3,24 eV do 4,89 eV. Stwierdzono prostoliniowe przebiegi charakterystyk prądów ciemnych oraz paraboliczne — przy pobudzaniu promieniowaniem nadfioletowym, co świadczy o dopasowaniu charakterystyk do prawa Childsa. Z rozkładów czułości widmowej fotoemisji wewnętrznej badanych próbek wyciągnięto wniosek o istnieniu wypełnionych poziomów domieszkowych blisko środka przerwy energetycznej. Z charakterystyk fotoemisji zewnętrznej pobudzonej energią promieniowania 4,89 eV określono pracę wyjścia fotoelektronów, fotoelektryczny próg i wydajność tej emisji. Zbadano także fotoemisję z dwu próbek CdF_2 pokrytych aktywującymi warstwami CdO i Al_2O_3 .

WSTĘP

Aktualnie, jednym z trendów w fizyce i elektronice półprzewodników jest poszukiwanie detektorów promieniowania selektywnie czułych na różne barwy. Jest zrozumiałe, że te badania skupiają się wokół „nowych” materiałów półprzewodnikowych, których właściwości są mało znane. Do takich materiałów należy CdF_2 (fluorek kadmu), którego technologię rozwinięto, a jego właściwości zaczęto badać około 20 lat temu. Okazało się, że ma on zastosowania użytkowe do diod luminescencyjnych. Można uzyskać elektroluminescencję barwy zielonej przy domie-

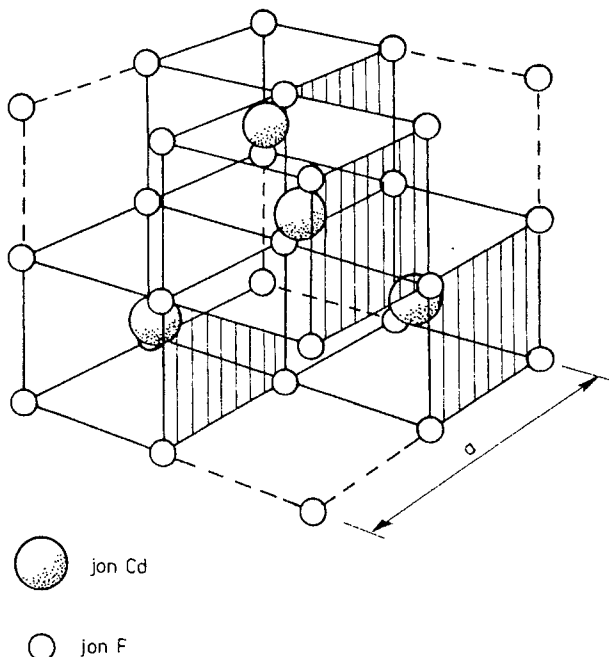
szkowaniu CdF_2 magnezem. Otrzymano także termoluminescencję z CdF_2/Eu barwy pomarańczowej [1]. Ponadto ma on inne obiecujące właściwości, na przykład to, że może w bardzo szerokim zakresie zmieniać swoje rezystywności od wartości odpowiadających dielektrykom do niskopoporowych półprzewodników, co zależy od technologii kryształów. Struktura pasmowa CdF_2 jest jeszcze mało znana. Wiadomo, że jego przerwa energetyczna wynosi około 7,6 eV i że ma on kilka pasm przewodnictwa. Elektrony quasi swobodne mają dość dużą masę efektywną równą $0,76 m_0$, oraz ruchliwość rzędu $10^4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ [2].

Celem niniejszej pracy jest zbadanie przydatności grupy próbek CdF_2 o szerokim zakresie wartości oporów do reagowania na promieniowanie fioletowe i bliski nadfiolet. Identyfikacja próbek o największej czułości na to promieniowanie może znaleźć zastosowanie, między innymi, przy konstrukcji detektorów iskrzenia spawalniczego oraz przy pomiarach poświaty nocnego nieba (promieniowanie ciemno niebieskie i fioletowe).

1. WPŁYW DOMIESZKOWANIA I TEMPERATURY NA ELEKTRONOWE WŁAŚCIWOŚCI CdF_2

Znacznie różniące się rezystancje kryształów CdF_2 można otrzymać przez odpowiednie domieszkowanie i obróbkę termiczną. Dla opisu tego zjawiska warto przypomnieć strukturę krystaliczną CdF_2 (rys. 1).

Jony kadmu tworzą sieć sześcienną, płasko centrowaną, a jony fluoru dwie takie same sześciennie sieci przesunięte względem siebie. Każdy jon Cd znajduje się między



Rys. 1. Struktura krystaliczna CdF_2

dwoma warstwami zawierającymi po 4 jony fluoru, a każdy fluor otaczają 4 najbliższe jony kadmu. Ponieważ CdF_2 nie wykazuje wyraźnych odstępstw od stechiometrii na korzyść jednego ze składników, a wiązania jonowe są silne, więc w temperaturze pokojowej nie ma warunków do uwalniania się nośników samoistnych. Wówczas kryształ jest wysokooporowy i ma cechy skompensowanego półprzewodnika.

Jednym ze sposobów zmiany właściwości CdF_2 jest wygrzewanie w parach kadmu. Wysoka temperatura powoduje zrywanie się wiązań sieci podstawowej. Atomy kadmu, które wnikały do kryształu CdF_2 w postaci pary, częściowo oddają swe elektrony do pasma przewodnictwa, a częściowo przekazują je wytrąconym z położeń węzłowych jonom Cd na których miejsca wchodzi. W efekcie występuje wzrost przewodności kryształu. Podobnie działa domieszkowanie pierwiastkami trzeciej grupy (Sc, In, Ga) lub pierwiastkami ziem rzadkich (Y, Yb, Nd).

Jeśli jon wymienionych domieszek lokuje się w miejscach kadmu, wówczas uwalniają się trzy elektrony. Gdy domieszki znajdują się w przestrzeniach międzywęzłowych, ich elektrony walencyjne zajmują poziomy donorowe; w CdF_2 pojawia się pasmo donorów o niewielkiej szerokości energetycznej, położone o $\sim 0,1$ eV niżej od dna pasma przewodnictwa.

Najsilniej zmieniają się właściwości CdF_2 po obu oddziaływaniach razem, to jest po kontrolowanym domieszkowaniu kryształów, a potem po wygrzewaniu ich w parach Cd. Wówczas koncentracja elektronów przewodnictwa może wzrosnąć do 10^{19} cm^{-3} ; materiał staje się półprzewodnikiem niskooporowym i zmienia swą barwę na jasno błękitną. Inny efekt wygrzewania CdF_2 jest następujący. Jony fluoru wytrącone ze swych położeń mają „do zbycia” elektrony przyłączone, które są silniej związane niż elektrony walencyjne atomów domieszek. Elektrony atomów wytrąconych zajmują w przerwie energetycznej znacznie niższe poziomy niż wspomniane wyżej donory. Z rozkładów fotoprzewodności i współczynnika absorpcji optycznej w CdF_2 można wnioskować, że poziomy te znajdują się około 3 eV poniżej dna pasma przewodnictwa.

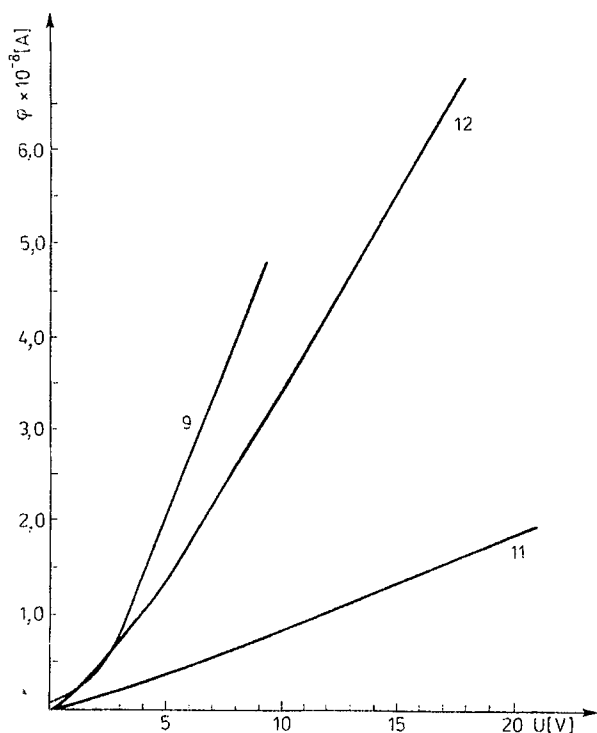
Do opisu struktury CdF_2 warto dodać, że związek ten, podobnie jak inne fluorki ma przejście fazowe, a w fazie „superjonowej” jony kadmu tworzą idealną sieć, podczas gdy jony fluoru zyskują większą swobodę ruchu między nimi [3], co wpływa na rozszerzenie się pasma poziomów energetycznych związanych z tymi jonami.

2. WYNIKI POMIARÓW CHARAKTERYSTYK PRĄDOWO-NAPIĘCIOWYCH

2.1. CHARAKTERYSTYKI „CIEMNE”

Do badań przeznaczono około 20 próbek CdF_2 w formie krążków średnicy 7 mm i kontaktach indowych¹. Próbkę podzielono na 3 grupy: wysokooporowe — $R_C > 10^2 \text{ M}\Omega$, średniooporowe, — R_C od 1 do $10^2 \text{ M}\Omega$ i niskooporowe — $R_C < 1 \text{ M}\Omega$.

¹ Większość próbek otrzymano z Ośrodka Naukowo-Produkcyjnego Materiałów Półprzewodnikowych. Kontakty wykonano w Instytucie Technologii Elektronowej.



Rys. 2. Charakterystyki napięciowe prądów ciemnych próbek CdF_2 o różnych rezystancjach

Pomiary rozpoczęto od wykonania charakterystyk prądowo-napięciowych bez oświetlania próbek, w zakresie napięć do kilkudziesięciu woltów dla próbek wysokooporowych i do kilku woltów — dla niskooporowych (rys. 2).

Charakterystyki wykonywano „w dwu kierunkach”, to znaczy przy zmianie polaryzacji napięcia w celu oceny liniowości oporów kontaktów. Niewielką niesym-

Tablica 1

Zestawienie wartości fotorezystancji próbek CdF_2 po pobudzeniu światłem fioletowym i nadfioletem

Numer próbki	Opory „ciemne” $R_c [\text{M}\Omega]$	Długość fali pobudzającej światła				
		$\lambda_1 = 253,7 \text{ nm}$	$\lambda_2 = 280 \text{ nm}$	$\lambda_3 = 367 \text{ nm}$	$\lambda_4 = 382 \text{ nm}$	$\lambda_5 = 459 \text{ nm}$
		$R_r^+ [\text{M}\Omega]$	$R_r^+ [\text{M}\Omega]$	$R_r^+ [\text{M}\Omega]$	$R_r^+ [\text{M}\Omega]$	$R_r^+ [\text{M}\Omega]$
1	140–150	120–130		60–80		
2	$2,6 \cdot 10^3$	250–270		300–340		400
4	0,750	0,012		0,041		

Wartość fotorezystancji odczytywano z charakterystyk $I(U)$ jako nachylenia ich prostoliniowych odcinków, które rozpoczynały się dla napięcie $U \geq 10 \text{ V}$ (w przypadku próbki 4 dla $U > 4 \text{ V}$)

R_r^+ — rezystancje próbek po ich naświetleniu

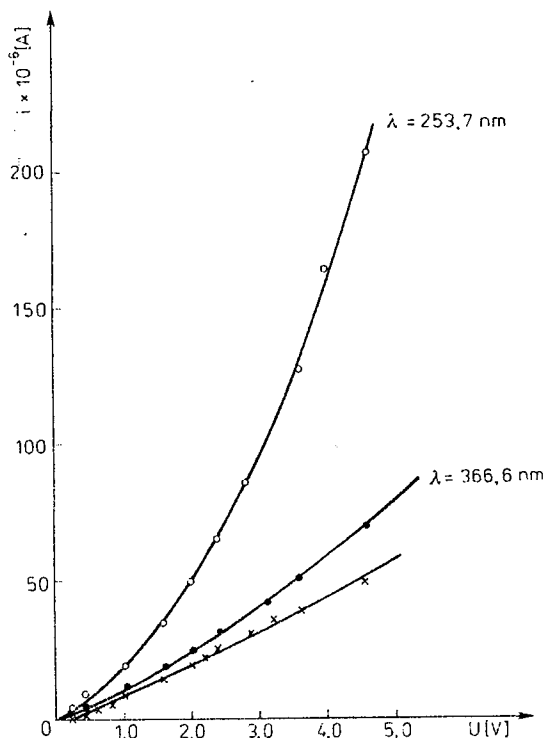
trię charakterystyk stwierdzono tylko dla niektórych próbek niskooporowych; charakterystyki miały przebiegi podobne jak w publikacji [4].

2.2. CHARAKTERYSTYKI FOTOPRĄDÓW PRÓBEK POBUDZANYCH NADFIOLETEM

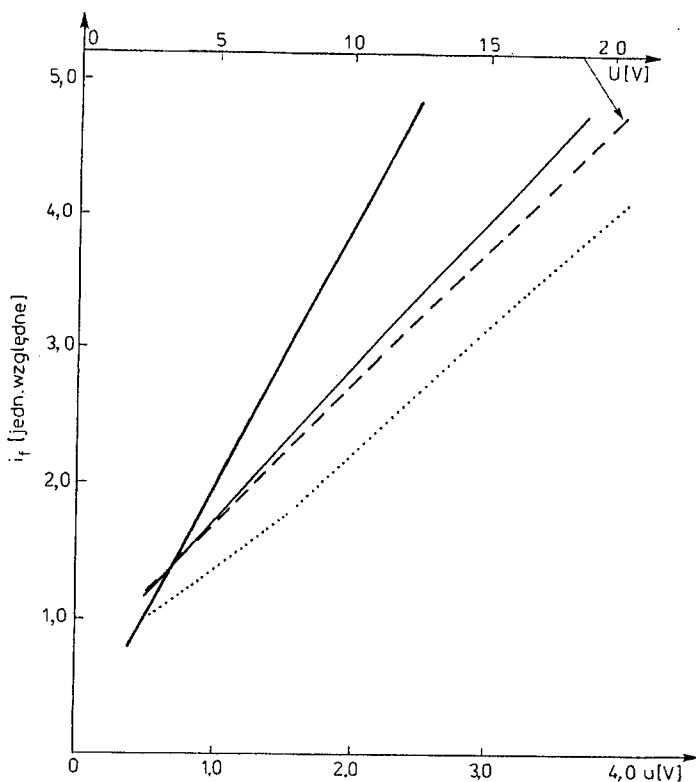
Do tego celu używano palnika rtęciowego 400 W, z którego wydzielono 3 linie przez filtry, oraz lampy TUV 30 dającej światło monochromatyczne o energii 4,89 eV. Między źródłem światła a próbkami umieszczano przesłony ze szczelinami o różnych szerokościach od 0,5 mm do 2 mm. Umieszczano je tak aby szczelina była blisko jednego z kontaktów. Kontakty próbek nie były oświetlone. Używano następujących, wydzielonych długości fal: 435,8; 366,5; 280 i 253,7 nm.

Najczęściej stosowano tę ostatnią długość λ (otrzymaną z lampy TUV 30) dla której uzyskiwano znaczny fotofekt. Z rys. 3 widać, że napięciowa charakterystyka fotoprądu znacznie przekracza prądy ciemne, a przebieg jej jest paraboliczny. Podobne przebiegi otrzymano dla innych próbek i dla innych stosowanych energii promieniowania.

W celu poinformowania się o wykładniku funkcji opisującej te przebiegi, dla kilku próbek obliczono $\sqrt{I} = f(U)$ i odłożono je we wspólnych współrzędnych (rys. 4). Jak widać, dopasowanie punktów do prostych jest zupełnie dobre.



Rys. 3. Porównanie charakterystyk prądowo-napięciowych niskooporowej próbki CdF_2 nr 4: $\times \times \times$ — prąd ciemny, $\cdots$ — prądy po oświetleniu



Rys. 4. Zależności $\sqrt{I_f}(U)$ dla kilku wysokooporowych próbek CdF_2

Oprócz krzywych prądowo-napięciowych, zmierzono także padające na próbki, względne moce światła kilku wiązek monochromatycznych i obliczono względne czułości fotoelektryczne dwu próbek: bardzo czulej, średniooporowej — (nr 10) oraz niskooporowej — (nr 8). Rozkłady widmowe czułości przedstawiono na rys. 5. Wnioski wynikające z tych krzywych, oraz mechanizm przewodnictwa elektronów w pobudzonych próbkach będą omawiane dalej.

3. DYSKUSJA WYNIKÓW

Znaczny i nieliniowy wzrost prądu w funkcji napięcia obserwowany w oświetlonych próbkach CdF_2 jest spowodowany uwalnianiem nośników ładunku przez promieniowanie nadfioletowe. Energie stosowanych fotonów były mniejsze niż szerokość przerwy energetycznej, co sugeruje, że elektrony są uwalniane z obszaru tej przerwy. Koncentracja uwalnianych elektronów kilkakrotnie przekracza koncentrację nośników „ciemnych” w związku z czym w próbkach gromadzi się ładunek przestrzenny. Ładunek ten stanowi rezerwę, która w przypadku niniejszych badań powoduje nieliniową zależność prądu od napięcia. Przez analogię z próżniową diodą

elektronową zależność tę nazwiemy charakterystyką ładunku przestrzennego. Opisy matematyczne są podobne:

$$i = k_1 U^{3/2} \quad (\text{dla diody próżniowej}) \quad (1)$$

$$i_f = k_2 U^2 \quad (\text{dla fotorezystora z CdF}_2). \quad (2)$$

Uzasadnienie różniących się potęg w powyższych wzorach znajduje się wychodząc z prostej zależności

$$j = n \cdot e \cdot v, \quad (3)$$

gdzie: j jest gęstością prądu, v — szybkością dryfu elektronów w polu elektrycznym. Koncentracja n elektronów przepływających między elektrodami w obecności ładunku przestrzennego jest proporcjonalna do U . Zatem dla lampy próżniowej:

$$j = k U e \sqrt{\frac{2eU}{m}} = e \cdot k \sqrt{\frac{2e}{m}} U^{3/2}. \quad (4)$$

W przypadku dużego ładunku przestrzennego w próbce półprzewodnika i przy założeniu jednorodnego pola elektrycznego między kontaktami — można napisać:

$$v = \mu \frac{U}{d}, \quad (5)$$

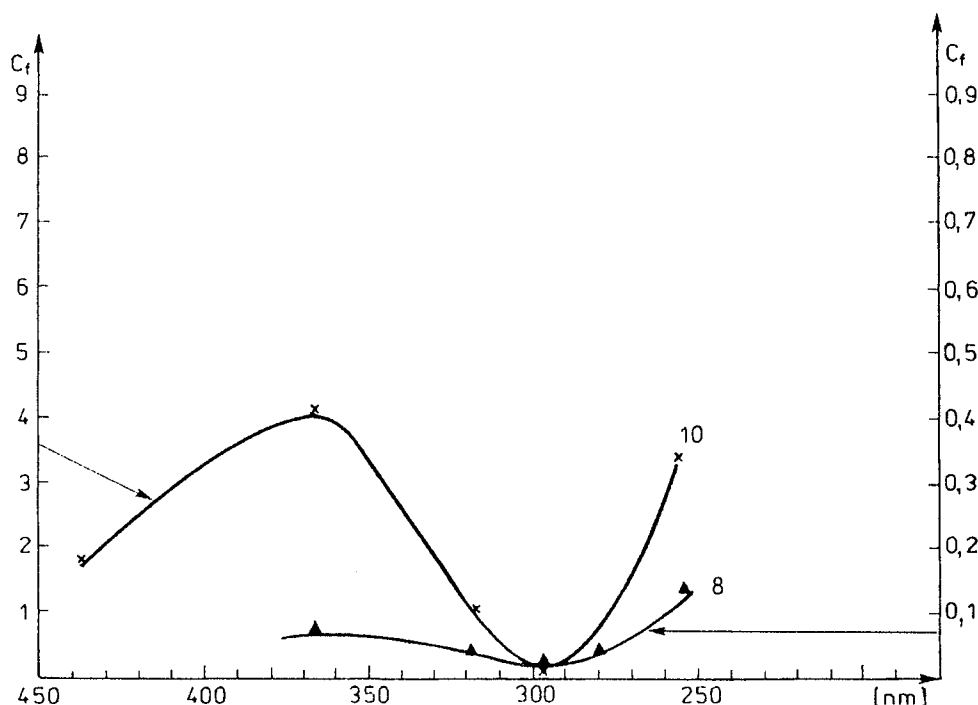
a stąd

$$j = k U e \mu \frac{U}{d} = \frac{ke\mu}{d} U^2, \quad (6)$$

gdzie μ oznacza uśrednioną na czas przebiegu przez próbkę ruchliwość dryfowania nośnika, na którą wpływa, między innymi, czas znajdowania się go w pułapce.

Dobre dopasowanie charakterystyk fotoprądów do prawa Childsa świadczy o braku pułapek zatrzymujących fotoelektrony, lub o istnieniu jednego poziomu pułapkowego. Natomiast, z powodu zakłóceń struktury CdF₂ spowodowanych domieszkowaniem i obróbką cieplną, przewidziane są pasma defektowe w przerwie energetycznej tego półprzewodnika. Pasma płytkich donorów znajduje się blisko dna pasma przewodnictwa, a pasmo głębokich stanów domieszkowych o kilka elektro-nowoltów niżej.

Występowanie tego drugiego pasma potwierdzają przebiegi rozkładów widmowych czułości $c=f(\lambda)$ (rys. 5) osiągające maksima dla $h\nu \cong 3$ eV, co może odpowiadać różnicy energii między głębokim pasmem domieszkowym a energiami quasi swobodnych elektronów. Wyznaczone dla kilku próbek czułości $c=f(\lambda)$ znacznie różniły się wartościami dla poszczególnych egzemplarzy. Najmniejsze były czułości próbek niskooporowych z powodu dużych wartości prądów ciemnych, na które niewielki wpływ miały przyrosty koncentracji Δn wywołane światłem. Na omawianych rozkładach $c=f(\lambda)$ obserwuje się następny wzrost czułości poczynając

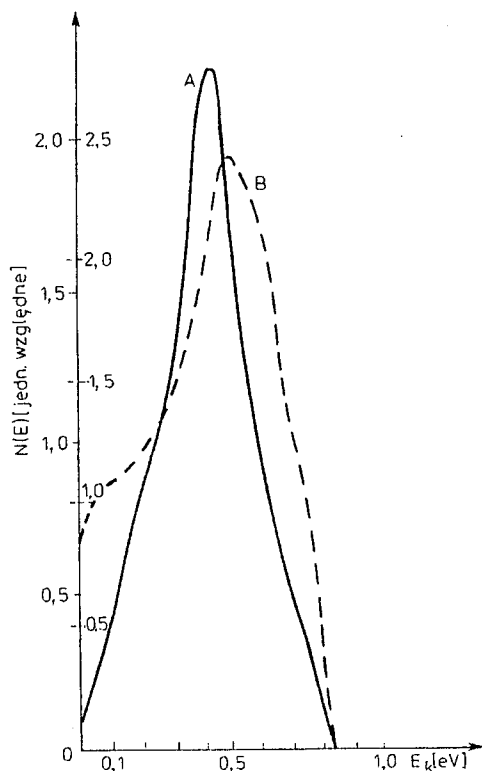


Rys. 5. Rozkłady widmowe czułości fotoelektrycznych próbek $\left[C_f = \frac{i_f - i_c}{P_{\text{pad, prom}}} = f(\lambda) \right]$, gdzie C_f — czułość fotoelektryczna, i_f — prąd fotoelektryczny, i_c — prąd ciemny, P — moc padającego promieniowania; R_{ciem} , próbki nr 8 = 50 kΩ, R_{ciem} , próbki nr 10 $\cong 2$ MΩ

od energii $\sim 4,5$ eV. Zdaniem autorów, przyczyną tego nie jest obecność kolejnej grupy wypełnionych poziomów w przerwie energetycznej, lecz „rozmycie” górnych krawędzi pasm podstawowych, na przykład z powodu przypowierzchniowego zagięcia pasm. Ze stanów tych, także występuje wewnętrzna emisja fotoelektronów. Zjawisko „rozmycia” i nakładania się wypełnionych elektronami poziomów na dolną część przerwy zostało zaobserwowane w niektórych półprzewodnikach, w których przerwy pasmowe $E_0 > 1$ eV na przykład w Si, InP i GaAs [5].

4. BADANIE ZEWNĘTRZNEJ FOTOEMISJI ELEKTRONÓW Z CdF_2

Zbadano zewnętrzną fotoemisję próżniową z czterech próbek CdF_2 (dwie trawione, pozostałe pokryte tlenkami). Stosując pomiary fotoprądów w polu hamującym kondensatora kulistego, otrzymano rozkłady energetyczne fotoelektronów z dwu domieszkowanych próbek o powierzchniach wstępnie czystych (trawionych i wygrzewanych w celu odgazowania). Rozkłady te, otrzymane przy pobudzeniu promieniowaniem o energii $h\nu = 4,89$ eV przedstawiono na rys. 6.



Rys. 6. Rozkłady energetyczne względnych ilości fotoelektronów w funkcji ich energii kinetycznych dla próbek CdF_2 trawionych. Fotoemisja wzbudzana przez $h\nu = 4,89$ eV. Krzywa A — dla próbki średniooporowej. Krzywa B — dla próbki silnie domieszkowanej, niskoporowej

Z bezpośrednio mierzonych charakterystyk prądowo-napięciowych fotoemisji określono pracę wyjścia elektronów z tych kryształów, stosując wzór:

$$u_{\text{próbki}} = \varphi_K - eu_K, \quad (7)$$

gdzie U_K — napięcie kontaktowe: kolektor—emiter, a φ_K znana i stała w czasie pomiarów praca wyjścia z kolektora kulistego.

Dla dwu próbek trawionych, wartości φ otrzymane z kilku charakterystyk mieściły się w granicach (4,1–4,2) eV. Z powodu stosowania małej ilości linii widmowych promieniowania pobudzającego nie wyznaczono rozkładu widmowego wydajności fotoelektrycznej badanych kryształów — $Y(h\nu)$. Pozwoliłoby to ekstrapolować długofalowy próg fotoemisji, czyli wyznaczyć położenie energetyczne najwyższych, zajętych przez elektrony poziomów w strukturze pasmowej CdF_2 . Progi te, w przybliżeniu określono inną metodą odczytując szerokości energetyczne ΔE z rysunków (6 ÷ 8). Z niewielkim błędem powinna być spełniona zależność:

$$h\nu = h\nu_1 + \Delta E \quad (8)$$

gdzie $h\nu_1$ — wspomniana odległość energetyczna od poziomu próżni najwyższych poziomów emitujących. W przybliżeniu $h\nu_1 = h\nu_t$; gdzie $h\nu_t$ to wartość energii progowej.

Wartości energii progowych zestawiono w tablicy 2.

Tablica 2

Parametry struktury elektronowej badanych próbek CdF_2 otrzymane z charakterystyk fotoemisji zewnętrznej

monokryształy CdF_2	praca wyjścia φ_{sr} [eV]	fotoelektryczny próg $h\nu_t$ [eV]	Odległości pików dużej gęstości emisji od fotoelektrycznych progów	
			pik I [eV]	pik II [eV]
próbki o powierzchniach trawionych	4,15	$\sim 4,1$	0,35 0,40	nie występuje
powierzchnia pokryta Al_2O_3		3,80	0,80	0,35
powierzchnia pokryta CdO		3,43	1,05	0,40

Aby obniżyć energie progów i uzyskać rozszerzone widma fotoelektronów, pokryto jedną z próbek CdF_2 warstwą Al_2O_3 o grubości 150 Å, a drugą warstwą CdO o grubości $\sim 1 \cdot 10^3$ Å. Otrzymane rozkłady wykazały po dwa maksima (rys. 7 i 8), które kolejno przypisano emisji „objętościowej” z CdF_2 oraz emisji z warstw powierzchniowych (tablica 2).

5. Dyskusja wyników pomiarów fotoemisji zewnętrznej w CdF_2

Po dodaniu do szerokości energetycznej przerwy wzbronionej w CdF_2 (~ 7 eV) energii powinowactwa elektronowego, wyciągamy wniosek, że fotoefekt z pasm walencyjnych badanych kryształów winien wystąpić dla $h\nu > 10$ eV. Stosowanie w niniejszej pracy energie promieniowania (3,5 do 4,9) eV nie mogą więc wywołać emisji z pasm walencyjnych, lecz można spodziewać się efektu z poziomów domieszkowych. W półprzewodnikach nadmiarowych pasma donorowe znajdują się w górnej części przerwy wzbronionej, blisko dna pasma przewodnictwa. Zazwyczaj, na tej samej głębokości energetycznej jest umieszczony poziom Fermiego.

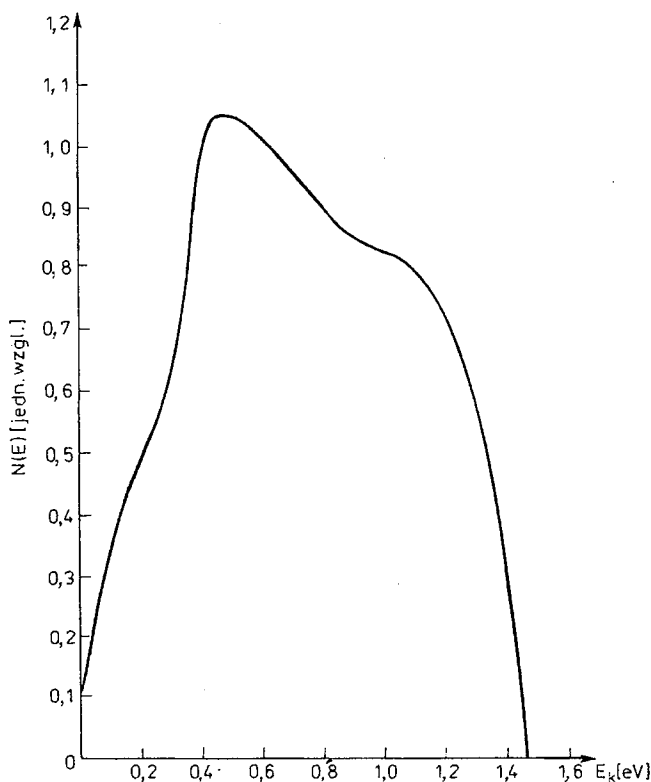
Wyniki pomiarów fotoemisji z trawionych próbek CdF_2 świadczą, że emisja odbywa się właśnie z poziomów donorowych, gdyż:

1) oszacowana energia progu fotoelektrycznego pokrywa się w granicach błędów z wartością φ , określaną jako odległość między poziomem Fermiego a poziomem próżni,

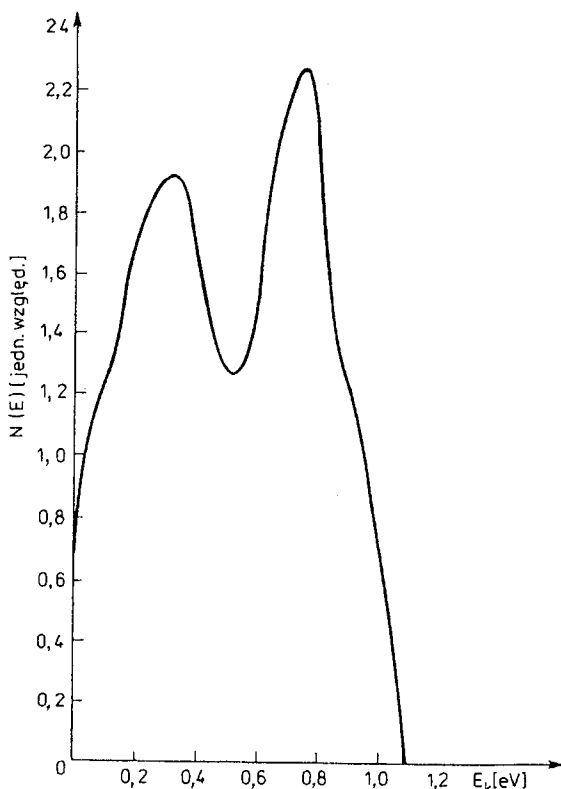
2) otrzymane, rozkłady energetyczne fotoelektronów (rys. 6) mają strome przebiegi z ostrym maksimum, a więc odzwierciedlają jedno wąskie pasmo energetyczne.

W przeciwieństwie do powyższych rozkładów, widma fotoelektronów z próbek pokrytych aktywatorami są szersze i „rozmyte”. Nie świadczy to jednak o udziale elektronów z pasma podstawowego w tych widmach, gdyż obniżenie energii fotoelektrycznych progów przez nałożenie aktywatorów jest mniejsze niż 1 eV. Zdaniem autorów niskoenergetyczne maksima na rys. 7 i 8 odzwierciedlają fotoemisję objętościową (w odróżnieniu od powierzchniowej) z podłoża, którym jest kryształ CdF_2 . Aczkolwiek maksima te (rys. 7 i 8) znajdują się w większej odległości energetycznej od progów fotoelektrycznych niż w przypadku próbek trawionych, to ich odległości od początków osi energii kinetycznych dla wszystkich rozkładów $N(E)$ pokrywają się w granicach błędów; odległości te zawierają się między 0,35 eV a 0,5 eV. Wyższe energetycznie piki widoczne na omawianych rozkładach odpowiadają emisji z nałożonych warstw powierzchniowych.

Drugą przyczyną spłaszczenia i rozmycia rozkładów $N(E)$ może być rozproszenie elektronów objętościowych przed ich emisją w znacznie zdefektowanych warst-



Rys. 7. Rozkład energetyczny fotoelektronów z próbki CdF_2 pokrytej warstwą CdO (d warstwy $\cong 1 \cdot 10^3 \text{ \AA}$); $h\nu = 4,89 \text{ eV}$



Rys. 8. Rozkład energetyczny fotoelektronów z próbki CdF_2 pokrytej warstwą Al_2O_3 (d warstwy $\cong 150 \text{ \AA}$); $h\nu = 4,89 \text{ eV}$

wach Al_2O_3 lub CdO . Ma tu znaczenie fakt, że grubości tych warstw ($d > 100 \text{ \AA}$) kilkakrotnie przekraczają średnie drogi swobodne elektronów pobudzonych światłem i poruszających się w półprzewodniku przed ich emisją do otoczenia.

6. PODSUMOWANIE

Zbadano kilkanaście próbek CdF_2 , przezroczystych i o barwie błękitnej, o oporach zawierających się od dwu tysięcy $M\Omega$ do kilku $k\Omega$. Charakterystyki prądowo-napięciowe próbek nieoświetlonych, w większości stosowały się dobrze do prawa Ohma, za wyjątkiem tych o najniższych rezystancjach, gdzie na przebiegi charakterystyk miały wpływ prostownicze właściwości kontaktów.

Po oświetleniu, prądy średnio- i wysokorezystywnych próbek wzrastały kilkakrotnie.

Charakterystyki fotoprądów w funkcji przyłożonych napięć bardzo dobrze stosowały się do prawa Childsa, co świadczy o wstrzyknięciu znacznego ładunku przestrzennego elektronów i o jednym poziomie pułapkowym.

Biorąc pod uwagę znaną energię przerwy pasmowej CdF_2 ($E_g \cong 7$ eV), autorzy zaproponowali model pasmowy badanych kryształów z następującymi parametrami: energetyczna wysokość pasm przewodnictwa około 4,1 eV i występowanie pasma głębokich poziomów domieszkowanych w przerwie w odległości około 3 eV od dna pasma przewodnictwa. Tę wartość energii określono z maksimów widmowych charakterystyk fotoelektrycznego zjawiska wewnętrznego.

Drugi z kolei, niewielki wzrost czułości fotoelektrycznej próbek, dla największej stosowanej energii fotonów (4,9 eV), autorzy tłumaczą zakłóceniem gęstości zapełnionych stanów u szczytu pasm walencyjnych, przez nakładanie się dodatkowych pasm powierzchniowych zwanych „ogonami walencyjnymi”. Fotoelektryczne czułości próbek wielokrotnie różniły się wartościami dla poszczególnych egzemplarzy, w zależności od podstawowych rezystancji kryształów.

Z badań fotoefektu zewnętrznego w trawionych, silnie domieszkowanych kryształach CdF_2 wynika, że w przedziale energii pobudzających fotonów od 4,4 do 4,9 eV występuje z nich prąd fotoemisji rzędu 10^{-14} A, a wartość ϕ pokrywa się z pracami wyjścia elektronów z półprzewodników walencyjnych. Źródłem emisji są częściowo zapełnione poziomy donorowe bliskie dna pasma przewodnictwa. Kwantowa wydajność jest bardzo mała, rzędu 10^{-7} – 10^{-6} (elektronów/padający foton) w tym przedziale $h\nu$ fotonów. Energetyczne widma emitowanych elektronów z trawionych próbek CdF_2 są wąskie i zawierają po jednym ostrym maksimum, co potwierdza wniosek, że emisja występuje z jednego, wąskiego pasma poziomów elektronowych.

Głębokość energetyczną położenia drugiego pasma poziomów defektowych określono z maksimum rozkładów widmowych czułości na ~ 3 eV od dna pasma przewodnictwa. Pobudzenie fotoemisji zewnętrznej z tego pasma wymagałoby zastosowania energii promieniowania > 7 eV.

Rozkłady fotoelektronów z dwu próbek pokrytych warstwami aktywatorów, wykazują niewielkie obniżenie progów fotoelektrycznych oraz obecność dwu maksimów emisji, które autorzy odpowiednio przypisują elektronom objętościowym oraz pochodzącym z warstw nałożonych [6]. Badania struktury, fotoprzewodnictwa i luminescencji w kryształach i warstwach epitaksjalnych związków: CaF_2 , CdF_2 i SrF_2 są nadal prowadzone [7, 8, 9].

BIBLIOGRAFIA

1. D. Hommel, J.M. Langer, B. Krukowska-Fulde: *Thermoluminescence and Photo-chromism of CdF_2* :Eu. Phys. Stat. Solidi (a), (1975) Vol. 31, K81
2. C. Anderson, J. Baker: *Crystals with the Fluorite Structure*. Clarendon Press Oxford, 1974
3. L. Zhou, J.R. Hardy and H.Z. Cao: *Dynamical Simulations of Superionicity in Alkaline-Earth Fluorites*, Solid State Com., (1995) Vol. 98, 341
4. W.C. Skorobogatow, M.F. Dubovik, W.W. Azarov, L.W. Kolbnier: *Elektroluminescencija i poluprowodnikowyje swojstwa monokristallow CdF_2 , aktiwirowannyh redkozemelnymi jonami*, Optika i spektroskopija, Akademija Nauk CCCP, Izdatielstwo „Nauka”. 1967 XXII s. 981

5. D. Eastman, W. Grobman: *Photoemission Densities of Intrinsic Surface States for Si, Ge and GaAs*. Phys. Rev. Letters, 1972 Vol. 28, p. 1378
6. B.A. Orłowski, J.M. Langer and M. Wasucione: *Photoemission from Surface and Shallow Donor States in Semiconducting CdF₂ Crystals*. Proc. 7th Intern. Vac. Congr. & 3rd Intern. Conf. Solid Surfaces. Vienna, 1977
7. N. Sokółow: *Charakterization of molecular-beam epitaxy grown CdF₂ layers by X-ray diffraction and CaF₂:Sm photoluminescence probe*. J. Vac. Sci. Technol. A, Vac. Surf. Films, 1995, Vol. 13, p. 2703
8. N. Sokółow, N. Yakovlev: *Luminescence of rare-earth ions in epitaxial fluoride layers*. Proc. SPIE—Int. Soc. Opt. Eng., 1996, vol. 2706, p. 57
9. D. McClure: *Internal photo-oxidation-reduction of impurity ions in fluorite crystals*. Proc. SPIE—Int. Soc. Opt. Eng., 1996, vol. 2706, p. 315

B. Seroczyńska-Wojas, J. Wojas

THE PHOTODETECTION OF VIOLET RADIATION AND OF LONGWAVE UV-RADIATION IN CdF₂ CRYSTALS

S u m m a r y

The electric and photoelectric properties of several CdF₂ samples have been investigated. The resistances of the samples were contained between few $k\Omega$ and $(2 \div 3) 10^3 M\Omega$. The voltage characteristics of the „dark currents” and of the photoexcited currents, for $h\nu$ range: 3,4 eV–4,89 eV have been obtained. The fitting of the photocurrent-voltage characteristics to the Childs law and space-charge limiting of those photocurrents are discussed in the work.

From the maxima of the photoelectric efficiency versus wave-length λ , the existence of defect levels about centre of energy gap of CdF₂ band structure is concluded. The characteristics of the external photoemission of electrons have been measured at $h\nu=4,89$ eV; from these the work function ϕ , the threshold energy $h\nu_0$ and the quantum yield of photoemission were determined. The photoemission from two CdF₂ samples — respectively with the CdO and Al₂O₃ surface layers has been measured also.

Analiza zjawiska przepompowywania gazu w laserze argonowym z ceramiczno-metalową rurą wyladowczą

JERZY KĘSIK, PIOTR WARDA, WIESŁAW WOLIŃSKI

Instytut Mikroelektroniki i Optoelektroniki, Politechnika Warszawska

Otrzymano 1996.11.14

Autoryzowano do druku 1997.01.7

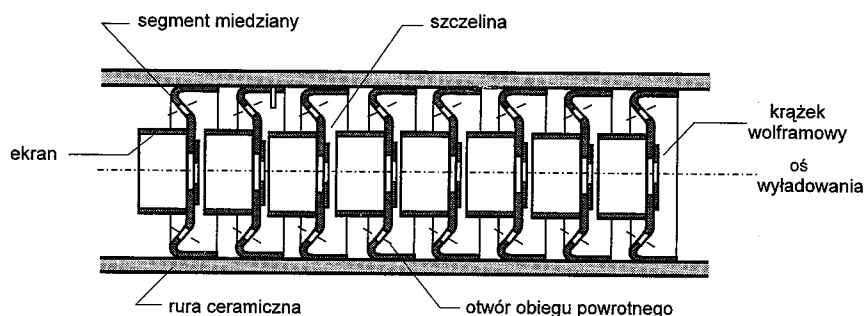
W plazmie wyladowania łukowego jonowego lasera argonowego występuje silne zjawisko pompowania argonu wywołane przepływem prądu. Powoduje to powstanie gradientu ciśnienia wzdłuż osi kapilary wyladowczej, zmniejszającego w znaczny sposób moc wyjściową lasera. Przeprowadzone prace eksperymentalne, potwierdzone analizą teoretyczną udowodniły, że duży wpływ na kierunek i wielkość pompowania ma sposób umieszczenia elementów metalowych w ceramicznej rurze wyladowczej lasera. Optymalizacja konstrukcji obszaru aktywnego rury laserowej pozwoliła na kilkakrotne zmniejszenie efektu pompowania, w wyniku czego uzyskano znaczny wzrost mocy lasera.

Słowa kluczowe: laser argonowy, elektroforeza

1. WSTĘP

W Zakładzie Optoelektroniki IMiO PW opracowano konstrukcję (rys. 1) i technologię ceramiczno-metalowej rury wyladowczej lasera argonowego, umożliwiającą stosowanie dużych prądów wyladowania łukowego i uzyskanie dużej mocy wyjściowej lasera [1 – 3].

Elementami ograniczającymi plazmę wyladowania łukowego są wolframowe krążki z centralnym otworem o promieniu R_k tworzącym kapilarę wyladowczą. Są one przylutowane do miedzianych segmentów, które z kolei są przytwierdzone przy pomocy lutu aktywnego do wewnętrznej powierzchni rury ceramicznej. Na obrzeżu miedzianych segmentów wykonane są otwory tworzące obieg powrotny argonu. Cylindryczne, miedziane ekrany o promieniu R_e pełnią rolę termicznego i mechanicznego separatora obszaru wyladowania łukowego od obszaru obiegu powrotnego argonu. Duże radialne przewodnictwo cieplne rury laserowej oraz użycie wolframu,



Rys. 1. Zasada konstrukcji obszaru aktywnego ceramiczno-metalowej rury laserowej

materiału niezwykle odpornego na erozję jonową umożliwia zastosowanie dużych prądów wyładowania, a zatem uzyskanie dużych mocy promieniowania laserowego.

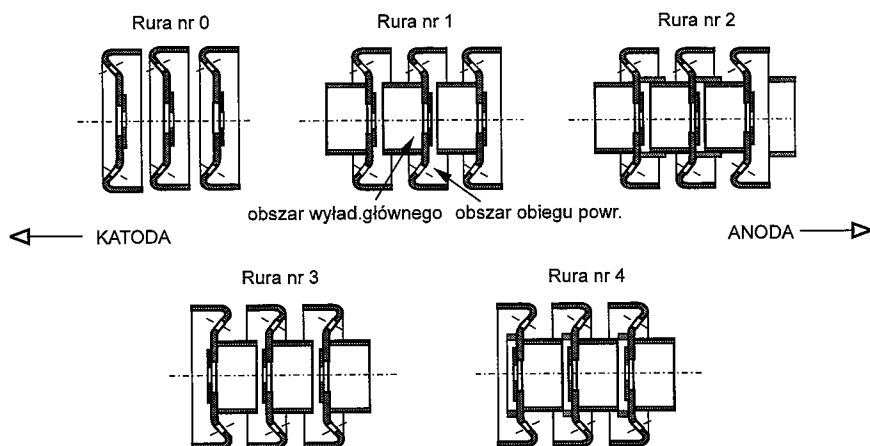
Stosowane w jonowych laserach argonowych duże gęstości prądu wyładowania łukowego (do 1200 A/cm^2) powodują niekorzystne, silne zjawisko przepompowywania argonu i powstanie gradientu ciśnienia wzdłuż osi kapilary wyładowczej. Zmniejsza to oczywiście moc wyjściową lasera i prowadzi do powstania niestabilności plazmy wyładowania. Zmniejszanie niekorzystnego wpływu tego zjawiska na pracę lasera argonowego generalnie polega na połączeniu obszaru katodowego i anodowego rury laserowej tzw. obiegiem powrotnym gazu. Skuteczność tej metody jest jednak ograniczona możliwością przebicia elektrycznego tego obiegu, zwłaszcza przy jego dużych przewodnościach oraz faktem, że zmniejsza ona jedynie skutki szkodliwego pompowania, natomiast nie likwiduje jego przyczyn.

Teżą niniejszej pracy jest, że na kierunek i wielkość przepompowywania argonu w ceramiczno-metalowej rurze laserowej decydujący wpływ mają kształt, wymiary i sposób umieszczenia elementów metalowych w rurze ceramicznej. Decydujący, jak wykazały badania eksperymentalne, ma również wpływ obecności jonów i elektronów w obszarze obiegu powrotnego gazu.

2. BADANIA EKSPERYMENTALNE

W celu udowodnienia tezy pracy wykonano i przebadano kilkanaście ceramiczno-metalowych rur laserowych o zmiennej konfiguracji geometrycznej elementów metalowych. Decydującym o wielkości efektu pompowania okazał się, jak wykazały badania eksperymentalne, wpływ obecności jonów i elektronów w obszarze obiegu powrotnego gazu. Częstki te dyfundują z obszaru wyładowania głównego przez szczelinę międzysegmentową (rys. 1) do obszaru obiegu powrotnego i w obecności osiowego pola elektrycznego są źródłem dodatkowych efektów pompujących. Podstawowe konfiguracje geometryczne badanych rur laserowych przedstawia rys. 2.

Przedstawione konfiguracje geometryczne różnią się przede wszystkim ilością zastosowanych ekranów oraz sposobem ich zamocowania do segmentów miedzianych (od strony katodowej bądź anodowej segmentu). W zależności od sposobu



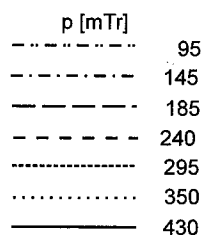
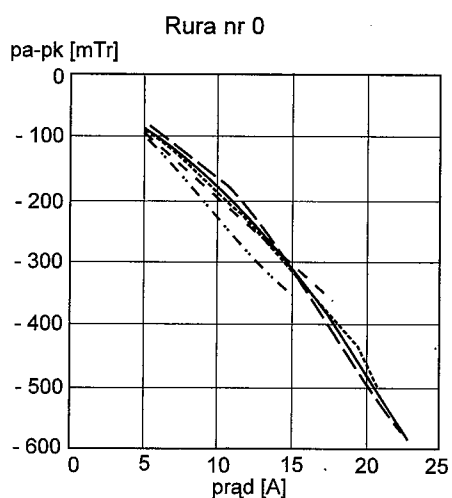
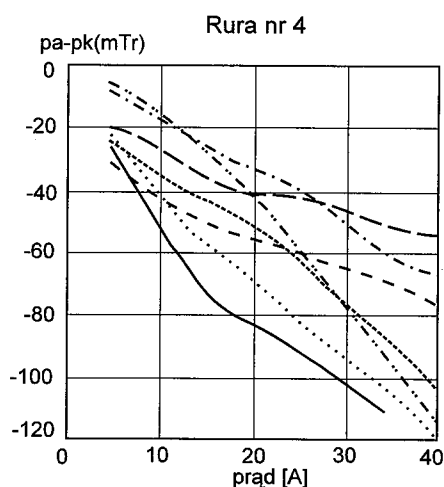
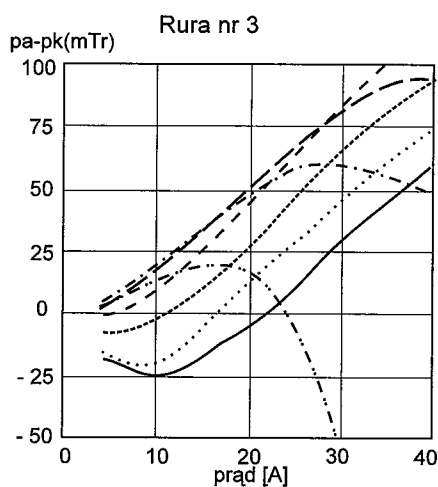
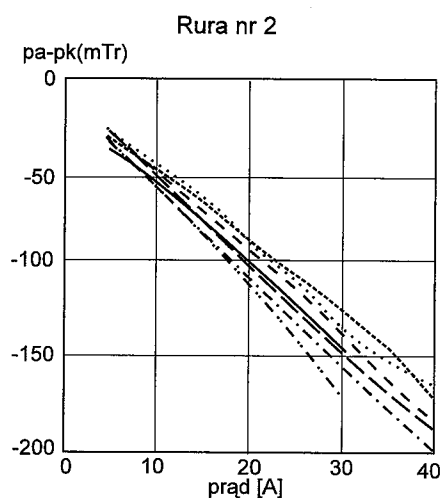
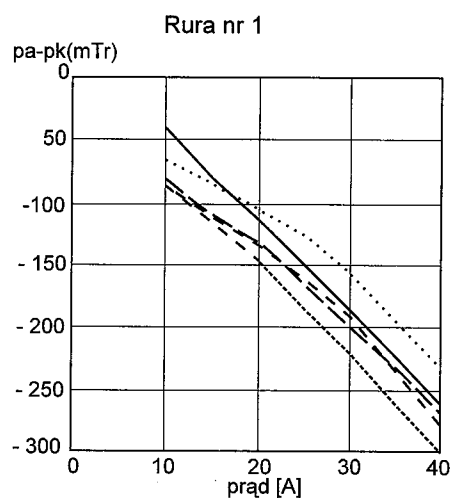
Rys. 2. Podstawowe konfiguracje geometryczne obszaru aktywnego badanych rur laserowych

zamocowania szczelina międzysegmentowa, przez którą dyfundują do obszaru obiegu powrotnego cząstki naładowane, znajduje się po stronie katodowej lub anodowej segmentu.

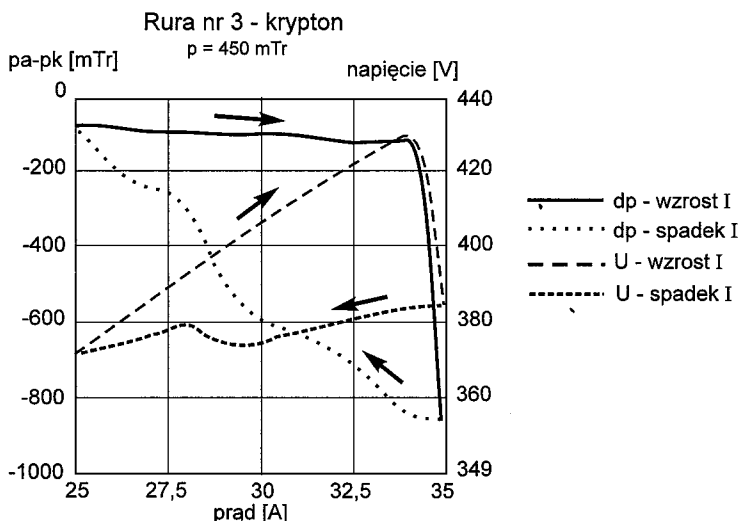
Wielkość i kierunek efektu pompowania określano poprzez pomiar różnicy ciśnień argonu między obszarem anodowym p_a i katodowym p_k rury laserowej w funkcji natężenia prądu wyładowania łukowego I dla różnych ciśnień napełnienia rury p (rys. 3).

Wyniki eksperymentów, przedstawione w kolejności chronologicznej wykonywania pomiarów można podsumować następująco:

- **Rura laserowa nr 1** — stanowiła podstawową konfigurację geometryczną, będącą początkiem eksperymentów. Ekran został przymocowany do segmentu tak, że szczelina międzysegmentowa znalazła się po jego anodowej stronie. Zjawisko pompowania ma silny, katodowy kierunek w całym zakresie zmian prądu wyładowania i ciśnienia.
- **Rura laserowa, dodatkowo oznaczona nr 0** — została całkowicie pozbawiona ekranów. Nastąpił bardzo silny wzrost pompowania katodowego uniemożliwiający ze względu na niestabilność wyładowania zastosowanie prądu większego od 20 A.
- **Rura laserowa nr 2** — w celu eliminacji efektów pompowania w obiegu powrotnym rura o konfiguracji 1 została zaopatrzona w dodatkowy, zewnętrzny ekran zasłaniający całkowicie obszar szczeliny. Pompowanie argonu ma tu kierunek katodowy, lecz o znacznie mniejszej w porównaniu z rurą 1 wartości — oznacza to, że w obszarze wyładowania głównego dominuje efekt dryftu.
- **Rura laserowa nr 3** — szczelina międzysegmentowa została przeniesiona na stronę katodową segmentów miedzianych. Pompowanie argonu wyraźnie zmieniło kierunek — dominuje tu głównie kierunek anodowy.
- **Rura laserowa nr 4** — konstrukcja jak poprzednio, z szczelinami od strony katodowej, została zaopatrzona w dodatkowy, krótki ekran zasłaniający częściowo obszar szczeliny. Pompowanie argonu w tej rurze wróciło do charakteru katodowego, lecz o wyraźnie mniejszej niż poprzednio wartości.



Rys. 3. Zależność różnicy ciśnień $p_a - p_k$ między obszarem anodowym i katodowym rury laserowej od natężenia prądu wyladowania dla różnych ciśnień p napełnienia rury laserowej



Rys. 4. Zależność różnicy ciśnień $p_a - p_k$ oraz napięcia na rurze laserowej o konfiguracji 3 napełnionej kryptonem od natężenia prądu wyładowania. Strzałkami oznaczono kierunek zmian prądu

Bezwzględna wartość różnicy ciśnień $p_a - p_k$ jest najmniejsza dla rur laserowych nr 3 i 4. Jednak przy napełnieniu rury laserowej o konfiguracji 3 kryptonem, gazem powszechnie stosowanym w laserach jonowych, wystąpiło niekorzystne zjawisko wzrostu efektu pompowania. Obrazuje to rys. 4.

Po przekroczeniu pewnej wartości prądu występuje gwałtowny wzrost pompowania katodowego powiązany z jednoczesnym zmniejszeniem napięcia na rurze laserowej. Zjawisko to wykazuje charakter histerezy — zależy od kierunku zmian prądu. Zmniejszenie wartości napięcia i zjawisko histerezy wskazują na powstanie zapłonu wyładowania elektrycznego w obszarze obiegu powrotnego. Ten niekorzystny efekt zanikł po zastosowaniu dodatkowego ekranu zasłaniającego szczelinę (rura nr 4). Przeprowadzone w dalszej części pracy rozważania teoretyczne wykazały, że główne efekty pompujące zachodzą w obszarach otworów w krążkach wolframowych i otworów obiegu powrotnego w segmentach miedzianych. W przestrzeni między otworami pompowanie jest mniejsze (ok. rzędu wielkości) ze względu na znaczne jej rozmiary w porównaniu z rozmiarami otworów i związaną z tym dużo większą przewodnością dla przepływu powrotnego gazu. Obecność naładowanych cząstek w obszarze obiegu powrotnego powoduje dodatkowe efekty pompujące. Ze względu na kierunek ruchu cząstek w podłużnym polu elektrycznym wyładowania łukowego będą one odgrywały istotną rolę wtedy, gdy znajdą się po odpowiedniej stronie otworów obiegu powrotnego. I tak obecność jonów argonu będzie istotna gdy ich koncentracja będzie duża po anodowej stronie otworu, zaś elektronów wtedy, gdy znajdą się po stronie katodowej. Stąd, ze względu na zjawiska rekombinacyjne w obszarze obiegu powrotnego, istotne staje się położenie (od strony katodowej

bądź anodowej) źródła cząstek naładowanych (szczeliny międzysegmentowej) względem otworów obiegu powrotnego.

Po przyjęciu powyższych rozważań wnioski z przeprowadzonych eksperymentów można zreasumować następująco:

1. W obszarze wyładowania głównego dominuje efekt dryftu (rura nr 2, z całkowicie zasłoniętym obszarem obiegu powrotnego). Jest to zrozumiałe, gdyż główne efekty pompujące zachodzą w obszarze otworu w krążku wolframowym, ograniczającym przestrzennie plazmę wyładowania, którego przewodność dla przepływu powrotnego gazu jest o kilka rzędów wielkości mniejsza niż w obszarze ekranu. Efekt ściankowy, odpowiedzialny za pompowanie anodowe, ze względu na małą powierzchnię boczną otworu jest zminimalizowany. Potwierdziła to przeprowadzona w pracy analiza teoretyczna.
2. Wydostające się przez szczelinę z obszaru wyładowania głównego do obszaru obiegu powrotnego jony i elektrony modyfikują całkowity efekt pompowania. Umieszczenie szczeliny po stronie anodowej segmentów (rura nr 1) powoduje dodatkowy dryft jonów przez otwory obiegu powrotnego i całkowity efekt pompowania wzrasta. Potwierdziły to dodatkowe, nie wykazane w pracy eksperymenty, w których powiększanie wielkości szczeliny powodowało dalszy wzrost pompowania katodowego. W skrajnym przypadku, dla maksymalnej wielkości szczeliny (rura nr 0, pozbawiona ekranu) pompowanie katodowe osiągnęło ekstremalnie dużą wielkość.
3. Przeniesienie szczeliny na stronę katodową (rura nr 3) wydłuża drogę jonów do otworów obiegu powrotnego i na skutek zjawisk rekombinacyjnych koncentracja jonów maleje, a zatem maleje ich dryft przez otwory powrotne. Przy tak usytuowanej szczelinie ulega znacznemu skróceniu droga elektronów do otworów powrotnych i zaczyna odgrywać rolę anodowy efekt przekazywania pędu atomom argonu. Powoduje to, że całkowity efekt pompowania przybiera głównie charakter anodowy. Podobnie jak poprzednio, nie wykazane w pracy eksperymenty pokazały, że powiększanie wielkości szczeliny powodowało dalszy wzrost pompowania, tym razem anodowego.
4. Przebieg pompowania argonu w rurze laserowej nr 3 wydawał się najkorzystniejszy — jego wartość bezwzględna jest najmniejsza. Jednak przy napełnianiu rury kryptonem, gazem o niższym potencjale jonizacji, przy dużych wartościach prądu wyładowania nastąpiło niekorzystne zjawisko przebicia elektrycznego obszaru obiegu powrotnego. Wywołane to zostało prawdopodobnie obecnością tam elektronów i ultrafioletowego promieniowania jonizującego. Zjawisku temu zapobiegło umieszczenie dodatkowego, krótkiego ekranu zasłaniającego szczelinę (rura nr 4). Spowodowało to, co prawda powrót do katodowego kierunku pompowania, lecz o najmniejszej bezwzględnej wartości dla optymalnych ze względu na moc wyjściową ciśnień argonu.

3. ANALIZA TEORETYCZNA EFEKTU PRZEPOMPOWYWANIA ARGONU

Zjawisko przepompowywania gazu w wyładowaniach elektrycznych jest dobrze znane w literaturze [4, 5], jednak analiza teoretyczna jak i wyniki doświadczalne dotyczą niskoprądowego (do 5 A) i wysokociśnieniowego (kilka Tr) wyładowania w ciągłej (o stałej średnicy) rurze wyładowczej. Warunki te mocno odbiegają od panujących w niskociśnieniowej (około 0.2 Tr) i wysokoprądowej (40 A) segmentowej, ceramiczno-metalowej rurze wyładowczej lasera argonowego. Dodatkowym utrudnieniem jest fakt, że istniejące teorie odnoszą się do lepkich warunków przepływu, zaś w analizowanej rurze laserowej warunki przepływu są zbliżone do pośrednich.

Dla przeprowadzenia analizy efektu pompowania konieczne jest określenie parametrów plazmy wyładowania łukowego w argonie. Wykorzystano w tym celu teoretyczno-empiryczne wyrażenie [5, 6], które wiąże parametry plazmy z warunkami pobudzenia i napełnienia ciągłej, o stałej średnicy rury wyładowczej:

- temperatura atomowa T_a [K]:

$$T_a = 300 \cdot (1 + 0.9 \cdot I \cdot R_k^{1.5}) \quad (1)$$

gdzie: I — natężenie prądu wyładowania [A]

R_k — promień kapilary wyładowczej [mm]

- koncentracja atomów i jonów w kapilarze wyładowczej n_a i n_j [cm⁻³]:

$$n_a = 3.54 \cdot 10^{16} \cdot p \cdot \frac{300}{T_a} \quad (2)$$

$$n_j = \frac{10^{13}}{\pi \cdot R_k} \cdot p \cdot I \cdot \sqrt{\frac{300}{T_a}} \quad (3)$$

gdzie p — ciśnienie argonu [Tr]

- ruchliwość jonów u_j [cm²/Vs] i natężenie osiowego pola elektr. E_z [V/cm]:

$$u_j = 1.24 \cdot 10^3 \sqrt{\frac{T_a}{300}} \cdot \frac{1}{p} \quad (4)$$

$$E_z = \frac{65}{R_k} \quad (5)$$

- lepkość argonu η [kg/m s] w warunkach przepływu lepkiego:

$$\eta = 3.32 \cdot 10^{-5} \cdot \left[\frac{T_a}{300} \right]^{1.5} \cdot \left[0.473 + \frac{T_a}{300} \right]^{-1} \quad (6)$$

Lepkość argonu w pośrednich warunkach przepływu η_p określono z porównania empirycznego wyrażenia na przewodność przewodu o promieniu R w warunkach pośrednich G_p z klasycznym wyrażeniem Poisselle'a na przewodność tego samego przewodu w warunkach lepkich G_{lep} :

$$G_p(p, R, T_a, \eta) = G_{lep}(p, R, \eta_p) \quad (7)$$

Określona w ten sposób lepkość argonu obejmuje cały zakres warunków pośrednich i molekularnych i wynosi:

$$\eta_p = \frac{\pi \cdot p \cdot R}{166 \cdot \sqrt{T_a} \cdot \left[67.6 \cdot \frac{p \cdot R}{\eta \cdot \sqrt{T_a}} + \frac{1 + 115 \cdot \frac{p \cdot R}{\eta \cdot \sqrt{T_a}}}{1 + 142 \cdot \frac{p \cdot R}{\eta \cdot \sqrt{T_a}}} \right]} \quad (8)$$

W ceramiczno-metalowej rurze laserowej wyładowanie elektryczne w obecności silnego, (około 1000 Oe) pola magnetycznego, zachodzi głównie w centralnej, przyosiowej jej części. W celu określenia radialnych zależności parametrów plazmy wyładowania łukowego przyjęto następujące założenia upraszczające:

1. Jonizacja gazu zachodzi tylko w obszarze przyosiowym wyładowania o promieniu bieżącym $r < R_k$.
2. Rekombinacja jonów i elektronów odbywa się tylko na ściankach rury wyładowczej — zaniedbano efekt rekombinacji objętościowej.
3. Osiowe pole elektryczne E_z jest stałe w całym obszarze rury wyładowczej.
4. Temperatura atomowa T_a jest stała w obszarze przyosiowym $r < R_k$ wyładowania i liniowo maleje do wartości $T_a/2$ na jego krańcach (powierzchni wewnętrznej ekranu $r = R_e$).
5. Parametry plazmy wyładowania i związany z nimi mechanizm efektu przepompowywania skokowo zmieniają się na granicy krążka wolframowego i ekranu wzdłuż osi rury laserowej z. W obszarze otworu w krążku wolframowym są identyczne jak w ciągłej kapilarze wyładowczej o promieniu R_k , zaś w obszarze ekranu wynikają z założeń 1–4.

Radialny rozkład koncentracji jonów $n_j(r)$ w wyniku rozwiązania równania dyfuzji ambipolarnej [7], przy założeniach 1–2 wynosi:

$$\text{dla obszaru przyosiowego } r < R_k \quad n_j(r) = n_j \cdot J_0 \left(2.4 \cdot \frac{r}{R_k} \right), \quad (9)$$

$$\text{dla obszaru pozaosiowego } R_k \leq r \leq R_e \quad n_j(r) = n_j \cdot \frac{J_0(a \cdot r)}{\ln(R_k/R_e)} \cdot \ln(r/R_k) \quad (10)$$

gdzie: J_0 — funkcja Bessela $a = f(R_k/r)$

zaś radialne rozkłady pozostałych parametrów plazmy wynikają wprost z przyjętego w założeniu 4 radialnego rozkładu $T_a(r)$.

Teoretycznej analizie zjawiska przepompowywania argonu poddano dwie główne jego składowe: efekt dryftu jonów i efekt ściankowy.

W osiowym polu elektrycznym wyładowania łukowego w rurze laserowej występuje przemieszczanie (dryft) jonów argonu. Powoduje to wzrost ciśnienia gazu w katodowej części rury laserowej. Ilość gazu na jednostkę czasu pompowana w stronę katody Q_d , uwzględniając radialne rozkłady parametrów plazmy, wyraża się zależnością:

$$Q_d(R) = 2\pi \cdot e \cdot p \cdot \int_0^R r \cdot \frac{n_j(r)}{n_a(r)} \cdot \frac{300}{T_a(r)} \cdot u_j(r) \cdot E_z \cdot dr, \quad (11)$$

gdzie: R — promień rury wyładowczej, e — ładunek elementarny.

W wyładowaniu elektrycznym w gazie poruszające się w osiowym polu elektrycznym E_z elektrony i jony, zderzając się z atomami przekazują im uzyskany na średniej drodze swobodnej pęd. Elektrony przekazują pęd w kierunku anody, zaś jony w kierunku katody rury laserowej. Można udowodnić [4], że przy równej koncentracji jonów i elektronów, wypadkowa siła działająca na atomy gazu jest równa zero.

Ale jednocześnie jony i elektrony poruszają się w radialnym polu elektrycznym. Ze względu na znacznie większą ruchliwość elektronów niż jonów ścianki rury wyładowczej są naładowane ujemnie względem osi rury wyładowczej. W związku z tym dochodzą do niej i oddają swój pęd tylko najszybsze elektrony oraz wszystkie jony znajdujące się w odległości od ścianki mniejszej od średniej drogi swobodnej jonu λ . Stąd w pobliżu ścianek rury wyładowczej działa na gaz nierównoważona siła w kierunku anody (efekt ściankowy).

Znormalizowaną ilość jonów docierających bez zderzeń do ścianki rury wyładowczej można określić z wyrażenia na rozkład dróg swobodnych:

$$w(r) = \exp \left[- \int_r^R \frac{dr}{\lambda_j(r)} \right], \quad (12)$$

gdzie średnia droga swobodna jonu argonu w odległości r od osi:

$$\lambda_j(r) = 0.052 \cdot \frac{T_a(r)}{300} \cdot \frac{1}{p}. \quad (13)$$

Wartość niezrównoważonej siły $F(r)$ działającej na jednostkę objętości gazu w odległości r od osi wynosi:

$$F(r) = n_j \cdot w(r) \cdot e \cdot E_z. \quad (14)$$

Siłę tej przeciwdziała lepkość gazu. Stąd ilość gazu na jednostkę czasu $Q_s(r)$ pompowana w stronę anody w wyniku efektu ściankowego opisana jest równaniem:

$$Q_s(R) = 2\pi \cdot e \cdot E_z \cdot \int_0^R r \cdot \frac{300}{T_a(r)} dr \int_r^R \frac{dr}{r \cdot \eta(r)} dr \int_0^r r \cdot n_j(r) \cdot w(r) \cdot dr. \quad (15)$$

Zgodnie z założeniem 5 zjawisko pompowania gazu potraktowano oddzielnie dla obszaru krążka wolframowego i oddzielnie dla obszaru ekranu. Stosując zasadę superpozycji, różnica ciśnienia między obszarem anodowym i katodowym rury laserowej $\Delta p = p_a - p_k$, przy uwzględnieniu geometrii rury laserowej (rys. 1) wynosi:

$$\Delta p(R_e, R_k) = \frac{[Q_s(R_k) - Q_d(R_k)] \cdot G_e(R_e) + [Q_s(R_e) - Q_d(R_e)] \cdot G_0(R_k)}{G_0(R_k) \cdot G_e(R_e) + G_0(R_k) \cdot G_b + G_e(R_e) \cdot G_b}, \quad (16)$$

gdzie: G_b — przewodność zewnętrznego obiegu powrotnego
 $G_0(R_k)$ — przewodność otworu w krążku wolframowym
 $G_e(R_e)$ — przewodność obszaru objętego ekranem

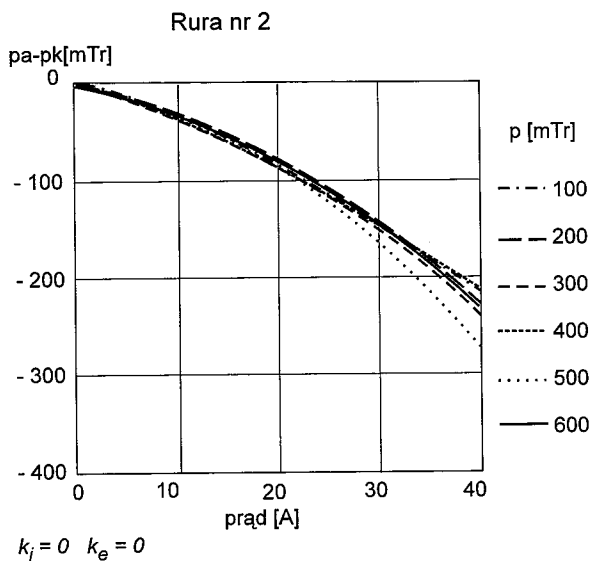
Powyższe wyrażenia posłużyły do obliczenia efektów pompujących w obszarze głównym wyładowania oddzielonego od strefy obiegu powrotnego szczelnym ekranem. W celu określenia całkowitego efektu pompowania uwzględniającego efekty pompowania w obszarze obiegu powrotnego przeprowadzono symulację obecności tam cząstek naładowanych i określono ich wpływ na efekt pompowania.

Jony w obszarze obiegu powrotnego, pod wpływem osiowego pola elektrycznego przechodzą przez otwory obiegu powrotnego w segmentach miedzianych. Powoduje to dodatkowy efekt dryftu zwiększający pompowanie gazu w kierunku katody. Ścisłe określenie koncentracji jonów w obszarze obiegu powrotnego jest trudne. Można jednak założyć, że w zależności od konfiguracji geometrycznej części metalowych rury laserowej zmienia się ona od wartości zerowej (dla rury laserowej nr 2) do wartości wynikającej z rozwiązania równania dyfuzji ambipolarnej (10) dla rury laserowej nr 0 pozbawionej ekranów. Obliczenia przeprowadzono dla kilku wartości k_j koncentracji jonów argonu w pobliżu otworów obiegu powrotnego n_{op} zredukowanej do wartości $n(R_{op})$ wynikającej z równania dyfuzji ambipolarnej:

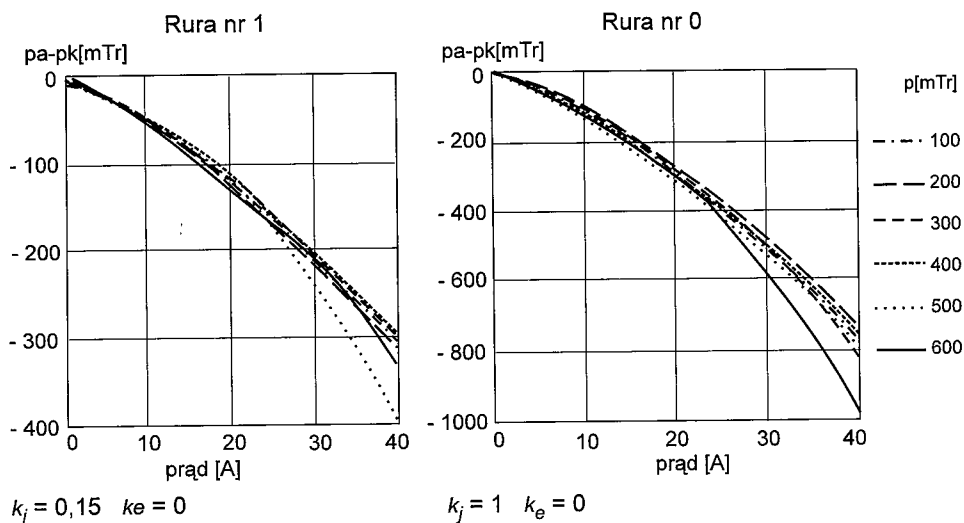
$$k_j = \frac{n_{op}}{n(R_{op})} \quad \text{gdzie } R_{op} \text{ — odległość radialna otworów powrotnych od osi} \quad (17)$$

Podobnie przeprowadzono symulację obecności elektronów w obszarze obiegu powrotnego, gdzie współczynnik k_e określa znormalizowaną do wartości wynikającej z (10) koncentrację elektronów w pobliżu otworów powrotnych.

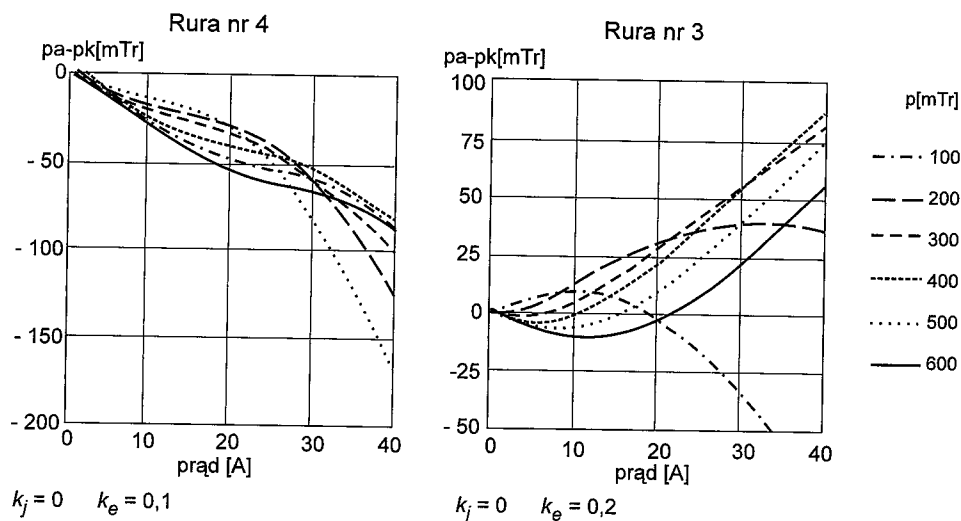
Obliczenia efektu przepompowywania argonu wykonano dla rury laserowej o długości ośrodka aktywnego $l=800$ mm, promienia otworu w krążku wolframowym $R_k=1.4$ mm i promienia ekranu $R_e=8$ mm. Przykładowe wyniki obliczeń przedstawiają rys. 5–7. Są to, podobnie jak w przeprowadzonych eksperymentach zależności różnicy ciśnień między obszarem anodowym i katodowym rury laserowej od natężenia prądu wyładowania dla różnych ciśnień argonu.



Rys. 5. Efekt przepompowywania argonu w obszarze głównym wyładowania obliczony wg (16). Brak jonów i elektronów w obszarze obiegu powrotnego ($k=0$, $k_e=0$) odpowiada rurze o konfiguracji nr 2



Rys. 6. Wpływ obecności jonów argonu w obszarze obiegu powrotnego na efekt przepompowywania. Przyjęte w obliczeniach wartości koncentracji jonów $k_j=0.15$ i $k_j=1$ odpowiadają w przybliżeniu konfiguracjom geometrycznym rur laserowych odpowiednio nr 1 i nr 0



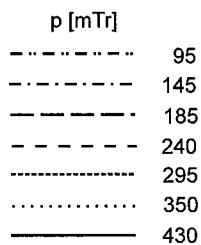
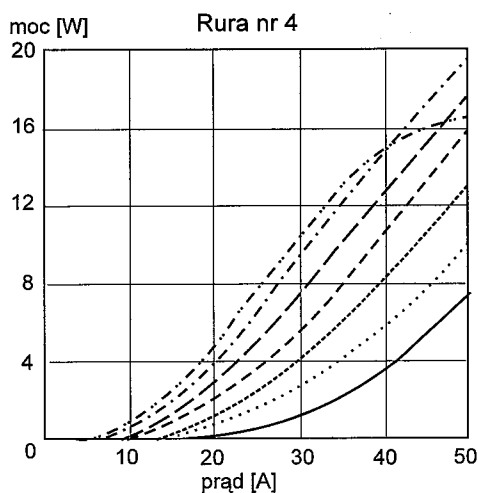
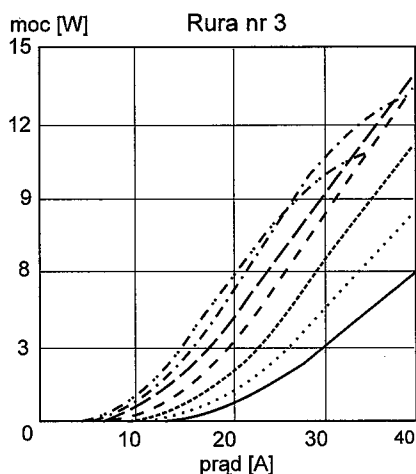
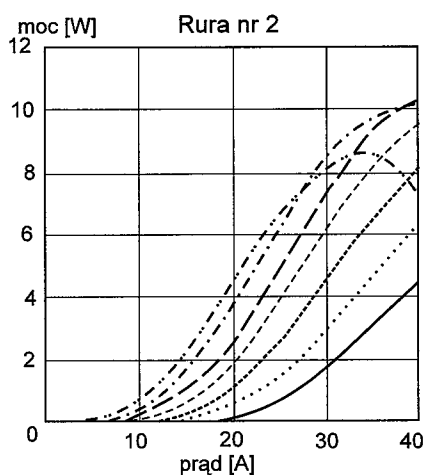
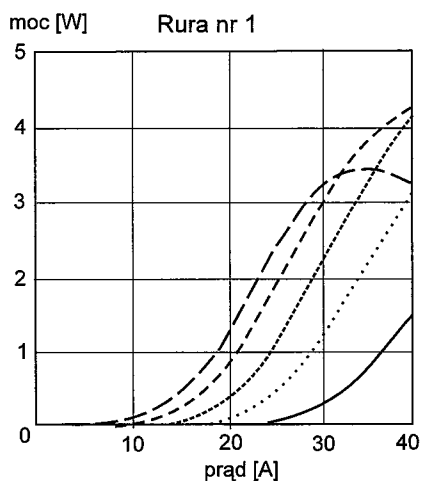
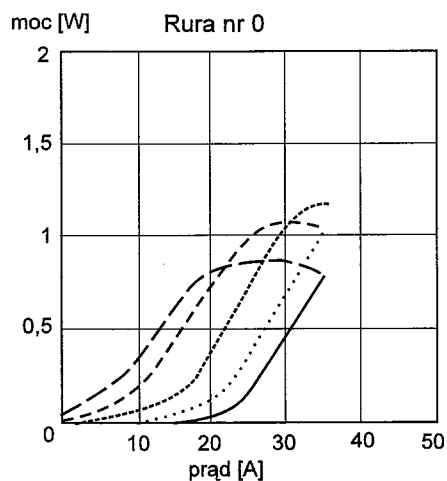
Rys. 7. Wpływ obecności elektronów w obszarze obiegu powrotnego na efekt przepompowywania. Przyjęte w obliczeniach wartości koncentracji elektronów $k_e = 0,1$ i $k_e = 0,2$ odpowiadają w przybliżeniu konfiguracjom geometrycznym rur laserowych odpowiednio nr 4 i nr 3

Wyniki przeprowadzonych obliczeń wskazują na dobrą zgodność jakościową i ilościową z wartościami eksperymentalnymi. Potwierdza to słuszność przyjętych założeń teoretycznych, a w szczególności silnego wpływu obecności cząstek naładowanych w obszarze obiegu powrotnego na całkowity efekt pompowania gazu.

4. WPLYW EFEKTU POMPOWANIA GAZU NA MOC WYJŚCIOWĄ LASERA

Wywołane efektem pompowania gazu powstanie gradientu ciśnienia wzdłuż osi wyladowania łukowego w rurze laserowej jest niewątpliwie przyczyną spadku mocy lasera. Wielkość tego zjawiska obrazuje rys. 8, który podaje zależności mocy wyjściowej lasera od natężenia prądu wyladowania dla rur laserowych umieszczonych w kolejności malejącego efektu pompowania.

Podane wyżej zależności wyraźnie wskazują na silny, negatywny wpływ zjawiska pompowania na moc wyjściową lasera. Zmniejszenie efektu pompowania dodatkowo umożliwia pracę lasera przy mniejszych ciśnieniach argonu, co jest korzystne ze względu na moc lasera. Dla rury laserowej o optymalnej konfiguracji geometrycznej (nr 4) uzyskano około 20 W mocy wyjściowej przy stabilnym do 50 A wyladowaniu łukowym.



Rys. 8. Zależność mocy wyjściowej lasera od natężenia prądu wyładowania dla różnych ciśnień argonu.
Wykresy umieszczono w kolejności malejącego efektu pompowania

BIBLIOGRAFIA

1. J. Kęsik, A. Siejca, M. Sokółowski: *Ion argon laser with metal- ceramic discharge tube: construction, technology, and gas pumping effect*. Proc. SPIE (1990) vol. 1391, p. 34
2. J. Kęsik, P. Warda: *Jonowy laser argonowy do zastosowań naukowych*. Konferencja ELTE'94. Szczyrk, kwiecień 1994
3. T. Adamowicz, H. Ciesielski, J. Kęsik, A. Siejca, W. Woliński: *Rura wyladowcza lasera jonowego*. Patent nr P-299 492, Urząd Patentowy RP, 28.06.1993
4. A.N. Chester: *Gas pumping in discharge tubes*. Phys. Rev. (1968) vol. 169, nr 1, p. 172
5. A.N. Chester: *Experimental measurements of gas pumping in an argon discharge*. Phys. Rev. (1968) vol. 169, nr 1, p. 184
6. W. Bridges, A. Chester, S. Halsted, J. Parker: *Ion laser plasmas*. Proc. IEEE, vol. 59, nr 5, p. 724 (1971)
7. A. von Engel: *Ionized gases*. Pergamon Press, Oxford, 1965

J. KĘSIK, P. WARDA, W. WOLIŃSKI

THE ANALYSE OF GAS PUMPING EFFECT IN ION ARGON LASER WITH
METAL-CERAMIC DISCHARGE TUBE

S u m m a r y

The strong gas pumping effect in argon ion laser plasma causes a gradient of argon pressure along laser tube axis. This phenomena decreases considerably the laser output power. The experimental works and theoretical analysis indicates on strong dependence of the laser tube construction on the magnitude and direction of gas pumping effect. Optimalization of the laser tube construction, presented in this paper has decreased several times the unprofitable gas pumping effect and has increased the laser output power.

Key words: argon laser, electrophoresis.

Zagadnienie dynamicznej pracy falowodowych laserów z rozłożonym sprzężeniem zwrotnym

AGNIESZKA MOSSAKOWSKA-WYSZYŃSKA

Instytut Mikroelektroniki i Optoelektroniki, Politechnika Warszawska

Otrzymano 1996.11.4

Autoryzowano do druku 1996.11.19

W artykule przedstawiono analizę pracy dynamicznej falowodowego dielektrycznego lasera z rozłożonym sprzężeniem zwrotnym. W szczególności zaprezentowano wpływ efektów nieliniowych związanych z nasyceniem wzmocnienia oraz efektów falowodowych na drgania relaksacyjne i pasmo modulacji w planarnych i włóknowych laserach z rozłożonym sprzężeniem zwrotnym z uwzględnieniem niezerowych odbić promieniowania od końców struktur oraz zespolonego współczynnika sprzężenia.

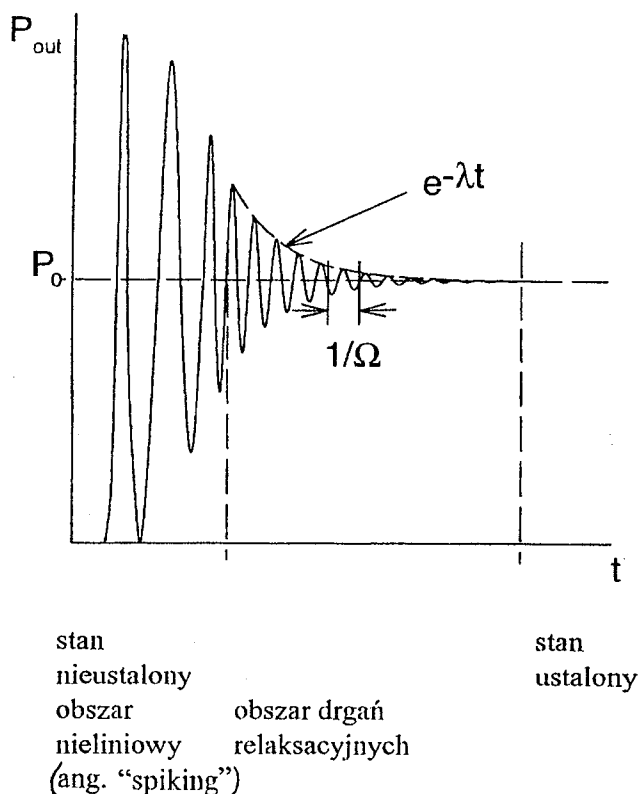
Słowa kluczowe: drgania relaksacyjne, pasmo modulacji, efekt nasycenia wzmocnienia, efekty falowodowe, laser z rozłożonym sprzężeniem zwrotnym, zespolony współczynnik sprzężenia.

1. WPROWADZENIE

Jednym z podstawowych parametrów opisujących pracę struktur laserowych współpracujących z optycznymi sieciami telekomunikacyjnymi, determinującym pojemność kanału informatycznego, a tym samym szybkość przesyłania danych jest pasmo modulacji [1, 2]. Pasma to zdefiniowane jest jako częstotliwość, przy której małosygnałowa odpowiedź lasera spada o połowę w stosunku do odpowiedzi stałoprądowej.

W zależności od rodzaju lasera modulację generacji promieniowania można uzyskać np. przez modulację prądu przepływającego przez złącze lasera półprzewodnikowego, bądź modulację natężenia wiązki pompującej ośrodek aktywny w laserze dielektrycznym. W tym przypadku pasmo modulacji determinowane jest przez drgania relaksacyjne scharakteryzowane przez dwa parametry: stałą tłumienia Λ i częstotliwość Ω (patrz rys. 1).

W szczególności lasery dielektryczne (z ośrodkami aktywowanymi jonami ziem rzadkich) wzbudzają coraz większe zainteresowanie, jako źródła promieniowania



Rys. 1. Zależność mocy wyjściowej od czasu

koherentnego w telekomunikacji światłowodowej. Spowodowane jest to tym, iż długości fal generowanych przez te lasery mogą wypadać w oknach transmisji falowodów włóknowych (poprzez dobór odpowiedniego jonu ziem rzadkich np. neodymu Nd^{3+} , $\lambda = 1.064 \mu\text{m}$ i $\lambda = 1.3187 \mu\text{m}$ oraz erbu Er^{3+} , $\lambda = 1.54 \mu\text{m}$). Co więcej lasery dielektryczne generują stabilne w czasie (nie ulegają degradacji) oraz w szerokim zakresie temperatur promieniowanie o określonej długości fali (przeestrojenie temperaturowe widma jest znacznie mniejsze niż w laserze półprzewodnikowym). Warto również podkreślić, iż materiał z którego wykonany jest światłowod, może stanowić jednocześnie osnowę dla jonów aktywnych. Fakt ten sprawia, że lasery dielektryczne mogą być wykonane w jednym procesie technologicznym wraz z światłowodem, co pozwala na pełną ich integrację z torem telekomunikacyjnym. Lasery dielektryczne mają także dobre własności mechaniczne i duże przewodnictwo cieplne.

Coraz szerzej stosowanym źródłem promieniowania koherentnego w systemach telekomunikacji optycznej jest laser z rozłożonym sprzężeniem zwrotnym (ang.

„distributed feedback laser” DFB), bardzo dobrze spełniający szereg wymagań stawianych tego typu źródłom [3]. Charakteryzuje się on dużą temperaturową stabilnością generowanego promieniowania oraz stosunkowo dużą łatwością uzyskania pracy jednoczęstotliwościowej, otrzymywanej w wyniku selekcji modów posoiowych. Brak zwierciadeł na końcach struktury sprawia, iż lasery te mogą być wykonane w wersji zminiaturyzowanej, a tym samym w pełni zintegrowane z układami optoelektroniki scalonej i falowodami włóknowymi.

W ogólności, w literaturze światowej istnieje duży zbiór publikacji dotyczących zagadnienia pracy dynamicznej laserów z konwencjonalnym rezonatorem Fabry-Perot. Do analizy tego zagadnienia posłużono się układem czasowo-zależnych równań bilansu. Po raz pierwszy równania bilansu zostały sformułowane przez Statz’a i de Mars’a [4]. Równania te zostały uogólnione przez Polloni’ego [5] poprzez uwzględnienie efektu przestrzennego wypalania dziur w laserze o czteropoziomowym ośrodku aktywnym, wykonanym z YAG:Nd³⁺. Wyniki teoretyczne analizy, przewidujące dla małych zaburzeń parametrów pompowania (inwersji obsadzeń) pojawienie się tłumionych sinusoidalnych oscylacji promieniowania generowanego przez laser, zostały potwierdzone doświadczalnie. Danielmeyer [6] poszerzył powyższą analizę uwzględniając wpływ czasu życia inwersji obsadzeń oraz strat w rezonatorze na drgania relaksacyjne.

Po raz pierwszy analiza drgań relaksacyjnych w laserach z rozłożonym sprzężeniem zwrotnym została zaprezentowana przez China’a [7]. W pracy zastosował on rozkłady pola charakterystyczne dla silnych sprzężeń, w wyniku czego otrzymał analityczne wyrażenia wiążące stałą tłumienia i częstotliwość drgań relaksacyjnych z fizycznymi parametrami lasera DFB, słuszne dla dużych wartości współczynnika sprzężenia. Bor [8] uzyskał numeryczne rozwiązania nieliniowych równań bilansu (w obszarze tzw. ang. „spiking”), charakterystycznych dla lasera barwnikowego, przewidujące generację krótkich impulsów. Wyniki teoretyczne zostały również potwierdzone przez niego doświadczalnie. Analiza zaprezentowana przez Bor’a, została rozwinęta w pracy [9], poprzez uwzględnienie emisji spontanicznej oraz absorpcji ze stanu pobudzonego. Do obliczeń numerycznych zastosowano metodę Runge-Kutta czwartego rzędu. Uzyskane wyniki potwierdzono eksperymentalnie [10]. W szczególności okazało się, iż impulsy generowane przez barwnikowy laser DFB są krótsze o 50 do 100 razy od impulsu pompującego. W kolejnej pracy [11], w równaniach bilansu uwzględniono podłużny rozkład pola modu laserowego. Okazało się, że zastosowanie rezonatora z rozłożonym sprzężeniem zwrotnym pozwoliło na skrócenie czasu trwania impulsu o dwa rzędy wielkości w stosunku do czasu trwania impulsów generowanych przez laser z rezonatorem Fabry-Perot.

Pierwsze publikacje, które pojawiły się w literaturze światowej na temat pasma modulacji dotyczyły laserów półprzewodnikowych [12]. Agrawal [1] wyprowadził związek pomiędzy stałą tłumienia i częstotliwością drgań relaksacyjnych, a pasmem modulacji. Uzyskana przez niego formuła może być stosowana do analizy pasma modulacji w laserach o różnych ośrodkach aktywnych, w których modulację wiązki generowanej uzyskuje się poprzez modulację parametrów pompowania. Lowery [13] przedstawił wyniki badań eksperymentalnych nad pasmem modulacji w strukturze

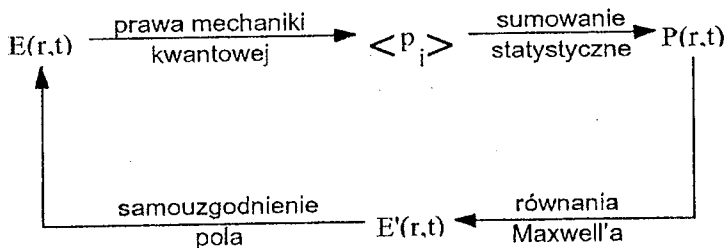
półprzewodnikowego lasera DFB z zespolonym współczynnikiem sprzężenia, zauważając silny wpływ fazy współczynnika sprzężenia na pasmo modulacji. W ogólności, w literaturze światowej do tej pory nie stworzono kompleksowej analizy pracy dynamicznej dielektrycznych falowodowych laserów z rozłożonym sprzężeniem zwrotnym. Pełny opis dotyczący drgań relaksacyjnych i pasma modulacji powinien uwzględniać przestrzenny, tj. zarówno podłużny, jak i poprzeczny rozkład pola oraz efekty nieliniowe związane z nasyceniem wzmocnienia ośrodka aktywnego. Powinien również opisywać struktury z modulowanym współczynnikiem załamania, strat i wzmocnienia, scharakteryzowane przez zespolony współczynnik sprzężenia, oraz uwzględniać efekt przestrzennego wypalania dziur, a także wpływ niezerowych odbić końcowych. Ponadto model dynamicznej pracy dielektrycznych falowodowych laserów DFB powinien pozwolić na zbadanie wpływu rzeczywistych parametrów struktury (takich jak geometria falowodu, poziom strat, poziom pompowania, siła sprzężenia) na drgania relaksacyjne i 3dB pasmo modulacji, przy wykorzystaniu nieskomplikowanych metod numerycznych. Dzięki temu model ten można byłoby łatwo wykorzystać do projektowania i optymalizacji konkretnych struktur laserowych.

W niniejszej pracy przedstawiony jest ogólny model dynamicznej pracy dielektrycznych falowodowych laserów z rozłożonym sprzężeniem zwrotnym uwzględniający przestrzenny rozkład pola, efekty nieliniowe związane z efektem nasycenia wzmocnienia, zespolony współczynnik sprzężenia, a także odbicia promieniowania od końców struktury laserowej.

Praca zredagowana jest w następujący sposób: w rozdziale (2) wyprowadzono ogólne równania bilansu dla dielektrycznego falowodowego lasera z rozłożonym sprzężeniem zwrotnym. W kolejnych rozdziałach (3 i 4) użyto wyprowadzone równania bilansu do otrzymania zależności na parametry drgań relaksacyjnych oraz na pasmo modulacji dla struktur planarnego i włóknowego lasera DFB YAG:Nd³⁺ (granat itrowo-aluminiowy domieszkowany jonami neodymu) i ZBLAN:Er³⁺ (rodzaj szkła fluorkowego domieszkowanego jonami erbu) dla dwóch przypadków: lasera z modulacją współczynnika załamania (rozdział 3) i lasera z zespolonym współczynnikiem sprzężenia (rozdział 4). Ostatni (5) rozdział przynosi podsumowanie pracy.

2. RÓWNANIA BILANSU DLA PRACY DYNAMICZNEJ LASERA DFB

W rozdziale tym zostaną wyprowadzone uogólnione równania bilansu dla pracy dynamicznej dielektrycznego falowodowego lasera DFB z zespolonym współczynnikiem sprzężenia, uwzględniające przestrzenny rozkład pola oraz efekty nieliniowe związane z efektem nasycenia wzmocnienia, efekt przestrzennego wypalania dziur, a także wpływ niezerowych odbić końcowych. Prezentowana analiza dotyczy struktur posiadających ośrodki o krzywej wzmocnienia poszerzonej jednorodnie i cztero-poziomowym układzie kwantowym. Zaprezentowana teoria bazuje na półklasycznym opisie pola elektromagnetycznego. W opisie tym pole elektromagnetyczne spełnia równania Maxwell'a, a oddziaływanie pola z ośrodkiem aktywnym opisywane jest prawami mechaniki kwantowej, przy jednoczesnym spełnieniu przez pole e.m.



Rys. 2. Warunek samouzgodnienia pola w półklasycznej teorii promieniowania

warunku samouzgodnienia. Warunek ten można przedstawić w następujący sposób — rys. 2. Założone w rezonatorze pole elektryczne $E(r, t)$ wzbudza mikroskopowy moment dipolowy $\langle p_i \rangle$ w ośrodku aktywnym zgodnie z prawami mechaniki kwantowej. Tak otrzymane momenty dipolowe są następnie sumowane w sposób statystyczny przy pomocy rachunku macierzy gęstości. Uzyskana w taki sposób makroskopowa polaryzacja $P(r, t)$ jest źródłem pola elektrycznego $E'(r, t)$, które z kolei musi być równe założonemu polu $E(r, t)$.

2.1. UOGÓLNIONE RÓWNANIA BILANSU

Pole elektryczne w falowodowym laserze z rozłożonym sprzężeniem zwrotnym można zapisać w następującej postaci:

$$E(r, t) = \frac{1}{2} \sum_{nmq} [E_{Rnmq}(r, t)e^{iKz} + E_{Snmq}(r, t)e^{-iKz}] \exp(-iv_{nmq}t) + \text{c.c.}, \quad (2.1)$$

gdzie $E_{Rnmq}(r, t)$ i $E_{Snmq}(r, t)$ są zespolonymi amplitudami fal propagujących się w przeciwnych kierunkach i tworzących dany mod laserowy o rzędzie nmq , v_{nmq} jest częstotliwością (kołową) generowanego modu oraz K jest wektorem falowym siatki (Bragg'a) [14]. W rozważaniach zakłada się, iż amplitudy $E_{Rnmq}(r, t)$ i $E_{Snmq}(r, t)$ są wolnozmiennie na drodze odpowiadającej długości fali generowanego promieniowania, $dE_{Rnmq}(z, x, y, t)/dz \ll KE_{Rnmq}(z, x, y, t)$ i w czasie równym okresowi drgań pola elektrycznego $dE_{Rnmq}(z, x, y, t)/dt \ll v_{nmq}E_{Rnmq}(z, x, y, t)$ (tzw. przybliżenie wolnozmiennych amplitud [15]). Zgodnie z teorią Lamb'a [15] polaryzacja ośrodka aktywnego wymuszona przez pole $E(r, t)$ wynosi:

$$\begin{aligned} P(r, t) &= \frac{1}{2} \sum_{nmq} P_{nmq}(r, t) \exp(-iv_{nmq}t) + \text{c.c.} = \\ &= \frac{1}{2} \sum_{nmq} [P_{Rnmq}(r, t)e^{iKz} + P_{Snmq}(r, t)e^{-iKz}] \exp(-iv_{nmq}t) + \text{c.c.}, \end{aligned} \quad (2.2)$$

gdzie składowe polaryzacji $P_{Rnmq}(r, t)$ i $P_{Snmq}(r, t)$, związane z przeciwnie propagującymi się falami, zmieniają się nieznacznie na drodze równej długości fali generowanego promieniowania i w czasie równym okresowi drgań pola elektrycznego.

Zespolone amplitudy pola elektrycznego $E_{Rnmq}(r, t)$ i $E_{Snmq}(r, t)$ można zapisać w następujący sposób:

$$E_{Rnmq}(r, t) = a(t)f_{Rq}(z)E_{nm}(s), \quad (2.3)$$

$$E_{Snmq}(r, t) = a(t)f_{Sq}(z)E_{nm}(s), \quad (2.4)$$

gdzie $a(t)$ jest amplitudą pola elektrycznego zależną od czasu, $f_{Rq}(z)$ i $f_{Sq}(z)$ opisują rozkłady podłużne modu laserowego, zdeterminowane przez rezonator DFB (mody własne rezonatora DFB q -tego rzędu), a $E_{nm}(s)$ jest odpowiednim rozkładem poprzecznym modu lasera, będącym jednocześnie rozkładem poprzecznym nm -tego modu falowodowego (w planarnej lub włóknowej strukturze), natomiast s opisuje poprzeczne współrzędne. Rozkład poprzeczny pola modu laserowego $E_{nm}(s)$ spełnia równanie falowe Helmholtza:

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + (k^2 - \beta_{nm}^2) \right] E_{nm}(x, y) = 0 \quad (2.5)$$

dla odpowiednich warunków brzegowych, gdzie k jest wektorem falowym równym $k = v_{nmq} n_f / c$, a β_{nm} jest stałą propagacji modu poprzecznego.

Podobnie jak w pracy [15], polaryzacja $P(r, t)$ określona równaniem (2.2) oraz pole elektryczne $E(r, t)$ opisane równaniami (2.1, 2.3, 2.4 i 2.5) wstawiane są bez zespolonych sprzężeń (tzw. przybliżenie fali rotującej) do skalarne równania falowego:

$$\Delta E - \frac{\sigma n_f^2}{\epsilon c^2} \frac{\partial E}{\partial t} - \frac{n_f^2}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{n_f^2}{\epsilon c^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2}, \quad (2.6)$$

gdzie n_f opisuje współczynnik załamania ośrodka, σ jest przewodnością ośrodka aktywnego, odpowiadającą za liniowe straty w strukturze, c jest prędkością światła w wolnej przestrzeni, a Δ jest operatorem Laplace'a działającym w całej przestrzeni (x, y, z) . Uwzględniając założenie wolnozmienności amplitud pola i polaryzacji, w otrzymanym równaniu zostały pominięte wyrazy zawierające: E''_{Rnmq} , E''_{Snmq} , $\ddot{E}_{Rnmq}$, $\ddot{E}_{Snmq}$, $\sigma \dot{E}_{Rnmq}$, $\sigma \dot{E}_{Snmq}$, $\ddot{P}$, $\dot{P}$, gdzie kropka oznacza pochodną czasową, natomiast apostrof pochodną po z . W efekcie otrzymano następujące równanie:

$$\begin{aligned} & \sum_{nmq} \left[a E_{nm} \frac{\partial f_{Rq}}{\partial z} + \frac{\sigma n_f}{\epsilon c} \frac{k}{2K} a E_{nm} f_{Rq} - i \left(\frac{\beta_{nm}^2}{2K} - \frac{K}{2} \right) a E_{nm} f_{Rq} + \right. \\ & \left. + \frac{n_f}{c} \frac{k}{K} \frac{\partial a}{\partial t} E_{nm} f_{Rq} \right] \exp(iKz) - \sum_{nmq} \left[-a E_{nm} \frac{\partial f_{Sq}}{\partial z} + \frac{\sigma n_f}{\epsilon c} \frac{k}{2K} a E_{nm} f_{Sq} + \right. \\ & \left. - i \left(\frac{\beta_{nm}^2}{2K} - \frac{K}{2} \right) a E_{nm} f_{Sq} + \frac{n_f}{c} \frac{k}{K} \frac{\partial a}{\partial t} E_{nm} f_{Sq} \right] \exp(-iKz) = \\ & = \sum_{nmq} \frac{ik^2}{\epsilon K} [P_{Rnmq}(r, t) e^{iKz} + P_{Snmq}(r, t) e^{-iKz}]. \end{aligned} \quad (2.7)$$

Następnie równanie (2.7) mnożone jest obustronnie przez $\exp[\mp iK(z+\xi)]$ i uśrednione po długości fali generowanego promieniowania. W wyniku powyższej operacji z równania (2.7) uzyskuje się układ równań modów sprzężonych w następującej postaci:

$$aE_{nm} \frac{df_{Rq}}{dz} + \frac{n_f}{c} E_{nm} f_{Rq} \frac{da}{dt} = -(\alpha_{nmq} - i\delta_{nmq}) aE_{nm} f_{Rq} + \frac{ik}{2\varepsilon} P_{Rnmq}, \quad (2.8)$$

$$-aE_{nm} \frac{df_{Sq}}{dz} + \frac{n_f}{c} E_{nm} f_{Sq} \frac{da}{dt} = -(\alpha_{nmq} - i\delta_{nmq}) aE_{nm} f_{Sq} + \frac{ik}{2\varepsilon} P_{Snmq}. \quad (2.9)$$

gdzie $\alpha_{nmq} = \sigma n_f k / 2K\varepsilon c$ jest współczynnikiem strat w ośrodku i $\delta_{nmq} = \frac{\beta_{nm}^2}{2K} - \frac{K}{2}$ jest

odstrojeniem od częstotliwości Bragg'a. Warto podkreślić, iż przy pomocy równań (2.8 i 2.9) można badać zarówno pracę impulsową, jak i ciągłą falowodowego lasera DFB (jedno- i wielomodową). Równania te noszą nazwę równań samouzgodnionych.

Pełne określenie równań samouzgodnionych, wymaga obliczenia składowych polaryzacji $P_{Rnmq}(r, t)$ i $P_{Snmq}(r, t)$. W dalszych rozważaniach autor pracy ogranicza się do analizy pracy jednomodowej.

Polaryzacja ośrodka aktywnego o krzywej wzmocnienia poszerzonej w sposób jednorodny może być zapisana przy pomocy macierzy gęstości w następujący sposób:

$$P(r, t) = \text{Tr}(ex) = p_{ab}(r, t) + \text{c.c.}, \quad (2.10)$$

gdzie p jest elementem macierzowym elektrycznego momentu dipolowego, a $\rho_{ab}(r, t)$ jest niediagonalnym zespolonym elementem macierzy gęstości $\rho(r, t)$, opisującym elektryczny moment dipolowy. W celu wyrażenia składowej polaryzacji $P_{nmq}(r, t)$ za pomocą elementu $\rho_{ab}(r, t)$ należy porównać równanie (2.10) z (2.2) i uśrednić po okresie drgań nmq -tego modu laserowego. Prowadzi to do następującej zależności [10]:

$$P_{nmq}(r, t) = 2pN\rho_{ab}(r, t) \exp(i\nu_{nmq}t), \quad (2.11)$$

gdzie N jest liczbą atomów laserujących na jednostkę objętości w ośrodku aktywnym. Znalezienie składowej polaryzacji $P_{nmq}(r, t)$ sprowadza się teraz do problemu określenia elementu macierzy gęstości $\rho_{ab}(r, t)$.

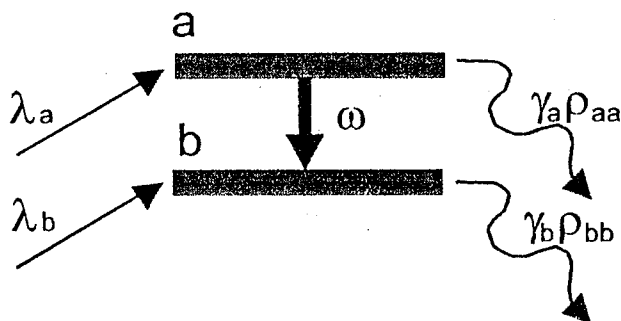
Równania ruchu dla macierzy gęstości $\rho(r, t)$ opisującej czteropoziomowy ośrodek aktywny o jednorodnie poszerzonej krzywej wzmocnienia są następujące [10]:

$$\dot{\rho}_{ab} = -(i\omega + \gamma) \rho_{ab} + i\hbar^{-1} \mathcal{G}_{ab}(r, t) (\rho_{aa} - \rho_{bb}), \quad (2.12)$$

$$\dot{\rho}_{aa} = \lambda_a - \gamma_a \rho_{aa} - [i\hbar^{-1} \mathcal{G}_{ab}(r, t) \rho_{ba} + \text{c.c.}], \quad (2.13)$$

$$\dot{\rho}_{bb} = \gamma_a \rho_{aa} - \gamma_b \rho_{bb} + [i\hbar^{-1} \mathcal{G}_{ab}(r, t) \rho_{ba} + \text{c.c.}], \quad (2.14)$$

$$\rho_{ba}^* = \rho_{ab}. \quad (2.15)$$



Rys. 3. Schemat przejść promienistych

Element ρ_{aa} opisuje gęstość obsadzeń górnego poziomu laserowego a (tj. ilość atomów znajdujących się w stanie a w jednostkowej objętości), ρ_{bb} jest gęstością obsadzeń dolnego poziomu laserowego b, γ reprezentuje stałą zaniku momentu dipolowego, γ_a i γ_b są stałymi zaniku obsadzeń poziomów a i b (odwrotności γ_a i γ_b opisują czasy życia poziomów a i b), ω jest częstotliwością rezonansową (kołową) przejścia laserowego, natomiast λ_a określa szybkość pobudzenia górnego poziomu laserowego a (opisuje liczbę atomów w jednostce objętości pobudzonych do górnego poziomu a w jednostkowym czasie).

Energia zaburzenia $\mathcal{H}_{ab}$ elektrycznego momentu dipolowego dla pola elektrycznego w przybliżeniu fali rotującej wynosi:

$$\mathcal{H}_{ab}(r, t) = -\frac{1}{2} p [E_{Rnmq}(r, t) e^{iKz} + E_{Snmq}(r, t) e^{-iKz}] \exp(-i\nu_{nmq} t). \quad (2.16)$$

Przy scałkowaniu równań ruchu macierzy gęstości (2.12–2.15) korzysta się z przybliżenia równań bilansu. Przybliżenie to polega na założeniu, iż czas zaniku polaryzacyjnego elementu macierzowego ρ_{ab} jest znacznie krótszy w porównaniu z czasem w jakim mogą zachodzić zmiany amplitudy pola elektrycznego oraz inwersji obsadzeń w $(r, t) = \rho_{aa} - \rho_{bb}$. Założenie to pozwala na wyciągnięcie amplitud $E_{Rnmq}(r, t)$ i $E_{Snmq}(r, t)$ oraz inwersji obsadzeń przed całkę podczas formalnego całkowania równania (2.12) i prowadzi do dokładnych rozwiązań w przypadku pracy jednomodowej w stanie ustalonym w ośrodku o krzywej wzmocnienia poszerzonej w sposób jednorodny. W wyniku formalnego scałkowania równania (2.12) przy tym założeniu otrzymujemy:

$$\begin{aligned} \rho_{ab}(r, t) = & -\frac{ip}{2\hbar} [E_{Rnmq}(r, t) e^{iKz} + \\ & + E_{Snmq}(r, t) e^{-iKz}] \frac{w(r, t)}{\gamma + i(\omega - \nu_{nmq})} \exp(-i\nu_{nmq} t). \end{aligned} \quad (2.17)$$

Tak obliczone ρ_{ab} podstawione jest do wyrażenia na $\dot{\rho}_{aa}$ (równ. 2.13). Stąd:

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{aa} = & \gamma_a - \lambda_a \rho_{aa} - \frac{p^2}{2\hbar^2} \left| E_{Rnmq}(r, t) e^{ikz} + \right. \\ & \left. + E_{Snmq}(r, t) e^{-ikz} \right|^2 \frac{\gamma w(r, t)}{\gamma^2 + (\omega - v_{nmq})^2}. \end{aligned} \quad (2.18)$$

Podstawienie równania (2.17) do równania (2.14) prowadzi do podobnej zależności na $\dot{\rho}_{bb}$:

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{bb} = & \gamma_b \rho_{bb} - \gamma_b \rho_{bb} + \frac{p^2}{2\hbar^2} \left| E_{Rnmq}(r, t) e^{ikz} + \right. \\ & \left. + E_{Snmq}(r, t) e^{-ikz} \right|^2 \frac{\gamma w(r, t)}{\gamma^2 + (\omega - v_{nmq})^2}. \end{aligned} \quad (2.19)$$

W ogólności, korzystając z równań (2.18 i 2.19) można obliczyć inwersję obsadzeń $w = \rho_{aa} - \rho_{bb}$. W pracy założono, iż czas życia górnego poziomu laserowego jest znacznie większy niż czas życia dolnego poziomu laserowego, oznacza to, że $\gamma_b \gg \gamma_a$, i inwersja obsadzeń praktycznie równa jest obsadzeniu górnego poziomu laserowego $w \approx \rho_{aa}$ oraz spełnia równanie ruchu o następującej postaci:

$$\dot{w} = \lambda_a - \gamma_a w - B |E_{Rnmq}(r, t) e^{ikz} + E_{Snmq}(r, t) e^{-ikz}|^2 w, \quad (2.20)$$

gdzie B jest współczynnikiem emisji wymuszonej równym:

$$B = \frac{p^2}{2\hbar^2} \frac{\gamma}{\gamma^2 + (\omega - v_{nmq})^2}. \quad (2.21)$$

W przypadku periodycznej modulacji współczynnika wzmocnienia z okresem $T_m = \pi/K$, szybkość pompowania jest określona następującą zależnością:

$$\lambda_a = N\lambda_t(t)(1 + V \cos 2Kz), \quad (2.22)$$

gdzie V jest głębokością modulacji wzmocnienia, a $\lambda_t(t)$ opisuje kształt impulsu pompującego. W celu wyrugowania z równań (2.17, 2.18, 2.19 i 2.20) członów przestrzennie szybko zmiennych, za inwersję obsadzeń w podstawiona jest nowa zmienna określająca zredukowaną inwersję obsadzeń W :

$$W = \frac{Nw}{1 + V \cos 2Kz}, \quad (2.23)$$

co w efekcie prowadzi do następującego równania ruchu:

$$\begin{aligned} \dot{W} = & N\lambda_t - \frac{W}{\tau} - Ba^2(t) |E_{nm}(s)|^2 [|f_{Rq}(z)|^2 + \\ & + |f_{Sq}(z)|^2 + \eta (f_{Rq}(z)f_{Sq}^*(z) + f_{Sq}(z)f_{Rq}^*(z))] W, \end{aligned} \quad (2.24)$$

gdzie τ jest czasem życia emisji spontanicznej i wynosi $\tau = 1/\gamma_a$. Powyższe równanie zawiera człon koherentny (proporcjonalny do η), który jest odpowiedzialny za efekt

przestrzennego wypalania dziur. Parametr η opisuje zdolność ośrodka aktywnego do utrzymania gradientu wzmocnienia i przyjmuje wartości z przedziału $<0,1>$ [16]. W przypadku gdy $\eta=1$ efekt przestrzennego wypalania dziur jest maksymalny. Korzystając ze zredukowanej inwersji obsadzeń oraz wyrażenia na pozadiagonalny element macierzy gęstości $\rho_{ab}(r, t)$ można otrzymać wyrażenie na składową polaryzacji $P_{nmq}(r, t)$ oraz $P_{Rnmq}(r, t)$ i $P_{Snmq}(r, t)$:

$$P_{Snmq} = -\frac{ip^2}{\hbar} a E_{nm} \left[f_{Rq} e^{ikz} + f_{Sq} e^{-ikz} + \frac{V}{2} f_{Rq} e^{-ikz} + \frac{V}{2} f_{Sq} e^{ikz} \right] \frac{W}{\gamma + i(\omega - \nu_{nmq})}, \quad (2.25)$$

$$P_{Rnmq} = -\frac{ip^2}{\hbar} a E_{nm} \left[f_{Rq} + \frac{V}{2} f_{Sq} \right] \frac{W}{\gamma + i(\omega - \nu_{nmq})}, \quad (2.26)$$

$$P_{nmq} = -\frac{ip^2}{\hbar} a E_{nm} \left[f_{Sq} + \frac{V}{2} f_{Rq} \right] \frac{W}{\gamma + i(\omega - \nu_{nmq})}. \quad (2.27)$$

Następnie, składowe polaryzacji są wstawiane do układu równań modów sprzężonych (2.8 i 2.9), które są mnożone obustronnie przez sprzężone w sposób zespolony pole E_{nm}^* (gdzie E_{nm} opisuje zespoloną amplitudę modu falowodowego) i scałkowane po powierzchni przekroju poprzecznego. W wyniku tego przekształcenia otrzymujemy następujący układ równań dla modów sprzężonych w laserze DFB, uwzględniający zarówno podłużny, jak i poprzeczny rozkład pola, a także modulację współczynnika załamania, wzmocnienia lub strat (prowadzącą do zespolonego współczynnika sprzężenia):

$$a \frac{df_{Rq}}{dz} + \frac{n_f}{c} f_{Rq} \frac{da}{dt} \int ds |E_{nm}|^2 \int (-\alpha_0 W + \alpha_{nmq} + -i\delta_{nmq}) |E_{nm}|^2 ds = -af_{Sq} \kappa_{Im} + i\kappa_{Re} af_{Sq} \quad (2.28)$$

$$-a \frac{df_{Sq}}{dz} + \frac{n_f}{c} f_{Sq} \frac{da}{dt} + \frac{af_{Sq}}{\varphi \int ds |E_{nm}|^2} \int (-\alpha_0 W + \alpha_{nmq} + -i\delta_{nmq}) |E_{nm}|^2 ds = -af_{Rq} \kappa_{Im} + i\kappa_{Re} af_{Rq}, \quad (2.29)$$

gdzie $\alpha_0 W$ jest wzmocnieniem w ośrodku aktywnym przy czym $\alpha_0 = \frac{kp^2 N}{2\epsilon\hbar [\gamma + i(\omega - \nu_{nmq})]}$, a κ jest zespolonym współczynnikiem sprzężenia. Współczynnik ten jest znormalizowany do długości struktury L i można zapisać go w następujący sposób:

$$\kappa L = |\kappa L| e^{i\varphi_{L,s}} = \kappa_{Re} L + i\kappa_{Im} L, \quad (2.30)$$

gdzie $|\kappa L|$ jest amplitudą współczynnika sprzężenia mówiącą o sile sprzężenia, a φ_1 jest kątem fazowym dla przypadku modulacji strat i φ_g dla modulacji współczynnika wzmocnienia.

W pracy zostanie przedstawiona analiza pracy dynamicznej następujących struktur:

- z modulacją współczynnika załamania (ang. „*index coupling*”), w tym przypadku współczynnik sprzężenia jest rzeczywisty i wynosi $\kappa L = \kappa_{re} L$;
- z modulacją strat (ang. „*loss coupling*”), gdy $\kappa L = \kappa_{re} L + i\kappa_{im} L$ i urojona część współczynnika sprzężenia jest stałym parametrem niezależnym od natężenia modu laserowego, a jedynie zdeterminowanym geometrią struktury;
- z modulacją współczynnika wzmocnienia (ang. „*gain coupling*”), gdy $\kappa L = \kappa_{re} L - i(\alpha_0 W V/2) L$, a więc urojona część współczynnika sprzężenia jest proporcjonalna do iloczynu wzmocnienia w ośrodku aktywnym i głębokości modulacji tego wzmocnienia. Warto podkreślić, iż w przeciwieństwie do przypadku modulacji strat, część urojona współczynnika sprzężenia $\kappa_{im} L$ zależy od natężenia promieniowania, co jest konsekwencją efektu nasycenia wzmocnienia.

W celu wyeliminowania zależności przestrzennych po z w równaniach modów sprzężonych (2.28 i 2.29), wykorzystano metodę bilansu mocy [17]. Zgodnie z pracą [17] mnoży się równanie (2.28) przez f_{Rq}^* i równanie (2.29) przez f_{Sq}^* , a następnie dodaje się do siebie otrzymane równania oraz równania sprzęgnięte do nich w sposób zespolony. Formalne scałkowanie otrzymanego równania po z , prowadzi do następującej zależności:

$$\begin{aligned}
 |a|^2 \int_{-L/2}^{L/2} \frac{d}{dz} (|f_{Rq}|^2 - |f_{Sq}|^2) dz = & -\frac{n_f}{c} \frac{d(|a|^2)}{dt} \int_{-L/2}^{L/2} dz (|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2) + \\
 & -2\alpha_{nm} |a|^2 \int_{-L/2}^{L/2} dz (|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2) + \frac{2|a|^2}{\int ds |E_{nm}|^2} \left[\alpha_0 \int_{-L/2}^{L/2} dz ds W (|f_{Rq}|^2 + \right. \\
 & \left. + |f_{Sq}|^2) |E_{nm}|^2 - \int_{-L/2}^{L/2} \int dz ds \kappa_{im} (f_{Rq} f_{Sq}^* + f_{Sq} f_{Rq}^*) |E_{nm}|^2 \right].
 \end{aligned} \quad (2.31)$$

Powyższe równanie opisuje bilans mocy w laserze DFB. Wykonanie całkowania lewej strony równania (2.31) wymaga sformułowania odpowiednich warunków brzegowych. W przypadku, gdy na końcach struktury DFB występują niezerowe odbicia warunki brzegowe przyjmują następującą postać:

$$f_{Rq}(-L/2) = re^{i\varphi} f_{Sq}(-L/2), \quad (2.32)$$

$$f_{Sq}(L/2) = re^{i\varphi} f_{Rq}(L/2),$$

$$P_{Rqout}(t) = |a|^2 |f_{Rq}(L/2)|^2 |1 - re^{i\varphi}|^2 \int ds |E_{nm}(s)|^2, \quad (2.33)$$

$$P_{Sqout}(t) = |a|^2 |f_{Sq}(-L/2)|^2 |1 - re^{i\varphi}|^2 \int ds |E_{nm}(s)|^2,$$

gdzie P_{Rqout} i P_{Sqout} opisują odpowiednio moc promieniowania wychodzącego z lewej i prawej strony struktury, a $re^{i\varphi}$ opisuje zespolony współczynnik odbicia od końców

lasera. Uwzględniając warunki brzegowe (2.32 i 2.33) i całkując lewą stronę równania (2.31) otrzymuje się równanie opisujące czasową zależność natężenia promieniowania w strukturze DFB w następującej postaci:

$$\frac{d(|a|^2)}{dt} = \frac{c}{n_f} |a|^2 \left[\frac{2\alpha_0 \int_{-L/2}^{L/2} \int dz ds W(|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2) |E_{nm}|^2 - 2 \int_{-L/2}^{L/2} \int dz ds \kappa_{lm} (f_{Rq} f_{Sq}^* + f_{Sq} f_{Rq}^*) |E_{nm}|^2}{\int ds |E_{nm}|^2 \int_{-L/2}^{L/2} dz (|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2)} + \right. \\ \left. - \frac{r_0}{\int_{-L/2}^{L/2} dz (|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2)} - 2\alpha_{nmq} \right], \quad (2.34)$$

gdzie $r_0 = |f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2 = |f_{Rq}(L/2)|^2 - |f_{Sq}(L/2)|^2 - |f_{Rq}(-L/2)|^2 + |f_{Sq}(-L/2)|^2$.

W ogólności, pojawiające się w równaniu (2.34) podłużne rozkłady pola modu laserowego f_{Rq} i f_{Sq} nie są znane, gdy laser pracuje ponad progiem generacji. Okazuje się jednak, iż mogą one zostać przybliżone z bardzo dobrą dokładnością przez rozkłady pola pojawiające się na progu generacji f_{Rq} i f_{Sq} [18]. Tak więc zgodnie z [18] oraz [19]:

$$f_{Rq}(z) = \sin h \gamma_q (z + L/2) \mp re^{i\varphi} \sin h \gamma_q (z - L/2), \quad (2.35)$$

$$f_{Sq}(z) = \mp \sin h \gamma_q (z - L/2) + re^{i\varphi} \sin h \gamma_q (z + L/2).$$

W rozkładach tych γ_q jest zespoloną stałą propagacji q -tego modu DFB spełniającą równanie charakterystyczne:

$$\gamma_q = \frac{\mp i\kappa \sin h \gamma_q L (1 - r^2 e^{2i\varphi})}{(1 \mp re^{i\varphi} e^{-\gamma_q L})(1 \mp re^{i\varphi} e^{\gamma_q L})}. \quad (2.36)$$

W efekcie, uogólnione równania bilansu dla pracy dynamicznej dielektrycznego falowodowego lasera DFB, w przybliżeniu rozkładów progowych, mają następującą postać:

$$\dot{W} = N\lambda_i - \frac{W}{\tau} - Ba^2(t) |E_{nm}(s)|^2 [|f_{Rq}(z)|^2 + |f_{Sq}(z)|^2 + \\ + \eta (f_{Rq}(z) f_{Sq}^*(z) + f_{Sq}(z) f_{Rq}^*(z))] W, \quad (2.37)$$

$$\frac{d(|a|^2)}{dt} = \frac{c}{n_f} |a|^2 \left[\frac{2\alpha_0 \int_{-L/2}^{L/2} \int dz ds W(|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2) |E_{nm}|^2 - 2 \int_{-L/2}^{L/2} \int dz ds \kappa_{lm} (f_{Rq} f_{Sq}^* + f_{Sq} f_{Rq}^*) |E_{nm}|^2}{\int ds |E_{nm}|^2 \int_{-L/2}^{L/2} dz (|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2)} + \right. \\ \left. - \frac{r_0}{\int_{-L/2}^{L/2} dz (|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2)} - 2\alpha_{nmq} \right], \quad (2.38)$$

gdzie $r_0 = |f_{Req}|^2 + |f_{Seq}|^2 = 2 |\sin h \gamma_q L|^2 |1 - re^{i\varphi}|^2$, a f_{Rq} i f_{Sq} są opisane równaniami (2.35).

Równania te uwzględniają podłużny, jak i poprzeczny rozkład pola (uwzględniając tym samym geometrię struktury), efekt nasycenia wzmocnienia, efekt przestrzennego wypalania dziur, wpływ niezerowych odbić końcowych, zespolony współczynnik sprzężenia (tj. modulację współczynnika załamania i wzmocnienia lub strat), a także liniowe straty w strukturze laserowej.

Wprowadzone zależności posłużą za punkt startowy do analizy dynamicznej pracy falowodowego dielektrycznego lasera DFB ponad progiem generacji.

3. PRACA DYNAMICZNA LASERA DFB Z MODULACJĄ WSPÓŁCZYNNIKA ZAŁAMANIA

W rozdziale przedstawiono rozwiązanie ogólnych równań bilansu dla dielektrycznego falowodowego lasera z rozłożonym sprzężeniem zwrotnym, w przypadku małych odchyśleń od stanu równowagi. Rozwiązanie to pozwoliło otrzymać zależności opisujące stałą tłumienia i częstotliwość drgań relaksacyjnych (determinujących pasmo modulacji) w planarnym i włóknowym laserze z rozłożonym sprzężeniem zwrotnym YAG:Nd³⁺ i ZBLAN:Er³⁺. Analiza drgań relaksacyjnych i pasma modulacji została przeprowadzona dla struktur z modulacją współczynnika załamania, gdzie dodatkowo przeanalizowano wpływ niezerowych odbić końcowych oraz efekt przestrzennego wypalania dziur.

3.1. LASER DFB Z MODULACJĄ WSPÓŁCZYNNIKA ZAŁAMANIA

W przypadku struktury z modulacją współczynnika załamania równania bilansu (2.37 i 2.38) przyjmują następującą postać:

$$\dot{W} = N\lambda_i - \frac{W}{\tau} - B |a|^2 |E_{nm}|^2 [|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2 + \eta (f_{Rq} f_{Sq}^* + f_{Sq} f_{Rq}^*)] W, \quad (3.1)$$

$$\frac{d(|a|^2)}{dt} = \frac{c |a|^2}{n_r} \left[\frac{2\alpha_0 \int_{-L/2}^{L/2} \int dz ds W (|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2) |E_{nm}|^2}{\int ds |E_{nm}|^2 \int_{-L/2}^{L/2} dz (|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2)} + \right. \\ \left. - \frac{r_0}{\int_{-L/2}^{L/2} dz (|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2)} - 2\alpha_{nmq} \right]. \quad (3.2)$$

W celu znalezienia zależności na stałą tłumienia i częstotliwość drgań relaksacyjnych, zastosowana zostanie standardowa metoda perturbacyjna [7]. Zgodnie z tą

metodą, inwersję obsadzeń $W(r, t)$ oraz amplitudę pola $a(t)$ można wyrazić w następujący sposób:

$$\begin{aligned} W(r, t) &= W_0(r, 0) + \hat{W}(r, t), \\ a(t) &= a_0(0) + \hat{a}(t), \end{aligned} \quad (3.3)$$

gdzie W_0 i a_0 są inwersją obsadzeń i amplitudą pola w stanie ustalonym, natomiast $\hat{W}$ i $\hat{a}$ są wielkościami zależnymi od czasu i oznaczają małe zaburzenie inwersji obsadzeń i amplitudy pola, przy czym $\hat{W} \ll W_0$ i $\hat{a} \ll a_0$.

Inwersję obsadzeń w stanie ustalonym W_0 można wyznaczyć rozwiązując równanie (3.1); w którym pochodna czasowa jest równa zero ($d/dt=0$). Tak więc:

$$W_0 = \frac{\tau N \lambda_1}{1 + \tau B |a_0|^2 [|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2 + \eta (f_{Rq} f_{Sq}^* + f_{Sq} f_{Rq}^*)] |E_{nm}|^2}. \quad (3.4)$$

Podobnie, rozwiązując równanie (3.2) w stanie ustalonym ($d/dt=0$), można uzyskać następujące wyrażenie na małosygnałowe wzmocnienie w strukturze, niezbędne do uzyskania natężenia pola modu laserowego równego $|a_0|^2$:

$$\alpha_0 = \frac{\int ds |E_{nm}|^2}{\tau N \lambda_1} \frac{r_0 + 2\alpha_{nmq} \int_{-L/2}^{L/2} dz (|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2)}{2 \int_{-L/2}^{L/2} \int \frac{dz ds (|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2) |E_{nm}|^2}{1 + \tau B |a_0|^2 [|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2 + \eta (f_{Rq} f_{Sq}^* + f_{Sq} f_{Rq}^*)] |E_{nm}|^2}}. \quad (3.5)$$

W stanie nieustalonym, wyrażenia na inwersję obsadzeń i małosygnałowe wzmocnienie podstawiane są do równań (3.1 i 3.2), przy czym pominięte są wyrażenia $\hat{a}\hat{W}$ oraz $\hat{a}^2$, jako małe drugiego rzędu. W wyniku czego otrzymuje się równanie dla małych zaburzeń inwersji obsadzeń $\hat{W}$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \hat{W}}{\partial t} &= -2BW_0 a_0 \hat{a} [|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2 + \eta (f_{Rq} f_{Sq}^* + f_{Sq} f_{Rq}^*)] |E_{nm}|^2 + \\ &- \hat{W} \left\{ \frac{1}{\tau} + |a_0|^2 [|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2 + \eta (f_{Rq} f_{Sq}^* + f_{Sq} f_{Rq}^*)] |E_{nm}|^2 \right\}, \end{aligned} \quad (3.6)$$

i równanie dla małych zaburzeń amplitudy pola $\hat{a}$:

$$\frac{d\hat{a}}{dt} = \frac{c}{n_f} \frac{a_0 \alpha_0}{\int ds |E_{nm}|^2} \frac{\int_{-L/2}^{L/2} \int dz ds \hat{W} (|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2) |E_{nm}|^2}{\int_{-L/2}^{L/2} dz (|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2)}. \quad (3.7)$$

Rozwiązaniem równania (3.6) jest:

$$\hat{W}(r, t) = A_1 e^{-A_2 t} \int_0^t d\xi e^{A_2 \xi} \hat{a}(\xi), \quad (3.8)$$

gdzie:

$$A_1(r, t) = 2BW_0 a_0 [|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2 + \eta (f_{Rq} f_{Sq}^* + f_{Sq} f_{Rq}^*)] |E_{nm}|^2$$

oraz

$$A_2(r, t) = \frac{1}{\tau} + |a_0|^2 [|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2 + \eta (f_{Rq} f_{Sq}^* + f_{Sq} f_{Rq}^*)] |E_{nm}|^2.$$

Natomiast, rozwiązanie równania (3.7) zapostulowane jest w postaci:

$$\hat{a}(t) = a_0(t) e^{-\Lambda t} \cos(\Omega t), \quad (3.9)$$

przy czym dla równań (3.8 i 3.9) warunki początkowe mają następującą postać:

$$\begin{aligned} \hat{W}(r, 0) &= 0, \\ \hat{a}(0) &= a_0. \end{aligned} \quad (3.10)$$

Parametry Λ i Ω określają stałą tłumienia oraz częstotliwość drgań relaksacyjnych.

W celu znalezienia wyrażenia opisującego zależność stałej tłumienia Λ oraz częstotliwości drgań relaksacyjnych Ω od parametrów lasera DFB należy wstawić równania (3.8 i 3.9) do równań (3.6 i 3.7) przy uwzględnieniu warunków początkowych (3.10). W wyniku tego podstawienia uzyskiwana jest zależność, w której porównuje się odpowiednio wyrazy proporcjonalne do $\cos \Omega t$ i $\sin \Omega t$, zakładając jednocześnie, że $\Lambda^2 \ll \Omega^2$. W efekcie, po pewnych przekształceniach uzyskuje się następujące równania opisujące Λ i Ω [16]:

$$\Lambda = \frac{1}{\tau} \frac{\int_{-L/2}^{L/2} \int dz ds (|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2 + \eta (f_{Rq}^* f_{Sq} + f_{Sq}^* f_{Rq}))^2 |E_{nm}|^4}{\int_{-L/2}^{L/2} \int \frac{dz ds (|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2 + \eta (f_{Rq}^* f_{Sq} + f_{Sq}^* f_{Rq}))^2 |E_{nm}|^4}{1 + N(|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2 + \eta (f_{Rq}^* f_{Sq} + f_{Sq}^* f_{Rq})) |E_{nm}|^2}} \quad (3.11)$$

oraz

$$\Omega^2 = \frac{N}{\tau_0 \tau} \frac{\int_{-L/2}^{L/2} \int \frac{dz ds (|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2 + \eta (f_{Rq}^* f_{Sq} + f_{Sq}^* f_{Rq}))^2 |E_{nm}|^4}{1 + N(|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2 + \eta (f_{Rq}^* f_{Sq} + f_{Sq}^* f_{Rq})) |E_{nm}|^2}}{\int_{-L/2}^{L/2} \int \frac{dz ds (|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2 + \eta (f_{Rq}^* f_{Sq} + f_{Sq}^* f_{Rq})) |E_{nm}|^2}{1 + N(|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2 + \eta (f_{Rq}^* f_{Sq} + f_{Sq}^* f_{Rq})) |E_{nm}|^2}}, \quad (3.12)$$

gdzie N wynosi:

$$N = \tau B |a_0|^2 = \frac{P_{out}}{r_0 P_s}, \quad (3.13)$$

natomiast P_{out} jest całkowitą mocą wyjściową, a moc nasycenia P_s związana jest z natężeniem nasycenia I_s następującą zależnością:

$$P_s = I_s \int ds |E_{nm}|^2, \quad (3.14)$$

a rozkłady podłużne pola modu laserowego określone są wzorami (2.35). Czas życia fotonów w rezonatorze τ_e wynosi:

$$\frac{1}{\tau_e} = \frac{c}{n_f} \left[\frac{r_0}{\int_{-L/2}^{L/2} dz (|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2)} + 2\alpha_{nmq} \right]. \quad (3.15)$$

Powyższe równania pozwalają na analizę wpływu rzeczywistych parametrów struktury takich jak: geometria falowodu, poziom strat, poziom pompowania oraz siła sprzężenia na drgania relaksacyjne. Posłużą one również do wyznaczenia zależności wiążącej pasmo modulacji z tymi samymi parametrami struktur laserowych.

Pasmo modulacji jest często definiowane jako częstotliwość, przy której małosygnałowa odpowiedź lasera spada o połowę w stosunku do odpowiedzi stałoprądowej [1]. W przypadku periodycznej modulacji prędkości pompowania λ_a , tj.:

$$\lambda_a = \hat{\lambda}_a \cos(\omega_m t), \quad (3.16)$$

gdzie $\hat{\lambda}_a$ jest amplitudą modulacji, a ω_m opisuje częstotliwość modulacji, pasmo modulacji może być wyrażone poprzez stałą tłumienia Λ i częstotliwość Ω drgań relaksacyjnych w następujący sposób [1, 2]:

$$f_{3dB} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\Omega^2 - \Lambda^2 + \sqrt{\Omega^2 (\Omega^2 + \Lambda^2) + \Lambda^4}}. \quad (3.17)$$

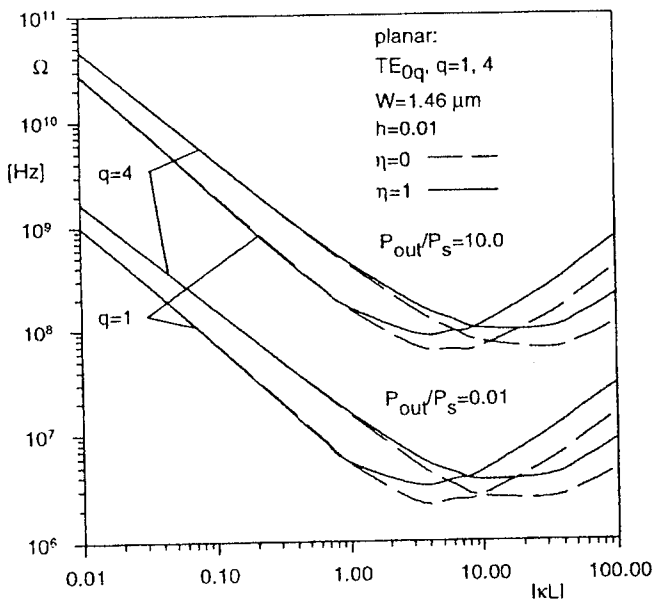
Ponieważ parametry drgań relaksacyjnych są związane z pasmem modulacji równaniem (3.17), to charakterystyki 3dB pasma modulacji dla lasera DFB z modulacją współczynnika załamania można uzyskać uwzględniając w równaniu (3.17) wyrażenia na stałą tłumienia Λ i częstotliwość drgań relaksacyjnych Ω , opisane równaniami (3.11 i 3.12).

3.2. CHARAKTERYSTYKA PRACY LASERA

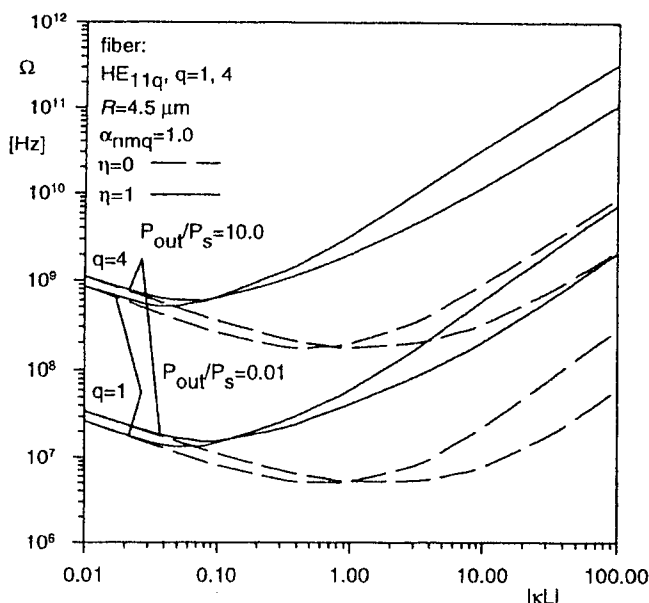
Poniżej zostaną zaprezentowane charakterystyki drgań relaksacyjnych i pasma modulacji dla struktury falowodowego lasera DFB z modulacją współczynnika załamania. Analiza numeryczna zależności opisujących drgania relaksacyjne została przeprowadzona dla dielektrycznej struktury YAG:Nd³⁺ falowodowego lasera z rozłożonym sprzężeniem dla dwóch przypadków: falowodu planarnego i falowodu włóknowego. Obliczenia przeprowadzono dla lasera o długości struktury $L=1$ cm, długości fali generowanego promieniowania $\lambda=1.064$ μm , współczynnika załamania warstwy falowodowej $n_f=1.82$, współczynnika załamania warstwy pokrywającej (powietrze) $n_c=1.0$, współczynnika załamania podłoża $n_s=1.808$ oraz czasu życia emisji spontanicznej $\tau=260$ μs . Promień rdzenia falowodu włóknowego oznaczono przez R , a grubość falowodu planarnego — warstwy aktywnej przez W . Na

wszystkich rysunkach, dla struktury planarnej straty zostały oznaczone przez wielkość h , wyrażającą maksymalne odchylenie od średniej grubości cienkiej warstwy na granicy ośrodków [20], natomiast dla struktury włóknowej są wyrażone poprzez współczynnik strat rozłożonych α_{nmq} . Obliczenia przeprowadzono dla dwóch typów struktur, w których współczynniki odbicia promieniowania na końcach są do pominięcia (np. laser pracuje w układzie zintegrowanym ze światłowodem wykonanym z tego samego materiału) oraz współczynniki promieniowania na końcach posiadają niezerową wartość (np. gdy laser jest wykonany w postaci elementu dyskretnego).

Rysunki 4 i 5 pokazują zależność częstotliwości drgań relaksacyjnych Ω od znormalizowanego współczynnika sprzężenia $|\kappa L|$ dla planarnej i włóknowej lasera DFB, dla dwóch modów podłużnych, $q=1$ i $q=4$, oraz znormalizowanej mocy wyjściowej P_{out}/P_s , jako parametru, w przypadku uwzględnienia efektu przestrzennego wypalania dziur i z pominięciem tego efektu. W ogólności, dla obydwu struktur częstotliwość drgań wzrasta ze wzrostem mocy wyjściowej. Podobny efekt był obserwowany wcześniej przez Chinn'a [7]. W swojej pracy pokazał on, że kwadrat częstotliwości drgań relaksacyjnych jest proporcjonalny do małosygnałowego współczynnika wzmocnienia ośrodka aktywnego dla danego poziomu mocy wyjściowej. Ponadto, charakterystyki małosygnałowego współczynnika wzmocnienia wykreślone w funkcji $|\kappa L|$ posiadają minima [23], które określają optymalny współczynnik sprzężenia dla danego poziomu mocy wyjściowej, zapewniający maksymalną sprawność energetyczną struktury. Pojawienie się tych minimów spowod-



Rys. 4. Zależność częstotliwości Ω drgań relaksacyjnych w funkcji współczynnika sprzężenia $|\kappa L|$ dla falowodu planarnej



Rys. 5. Zależność częstotliwości Ω drgań relaksacyjnych w funkcji współczynnika sprzężenia $|\kappa L|$ dla falowodu włóknowego

wane jest efektem nasycenia wzmocnienia. Ponieważ kwadrat częstotliwości drgań relaksacyjnych proporcjonalny jest do małosygnałowego współczynnika wzmocnienia, to kształt charakterystyk Ω w funkcji $|\kappa L|$ powinien być zbliżony do analogicznych charakterystyk dla małosygnałowego współczynnika wzmocnienia. Efekt ten jest widoczny na rysunkach 4 i 5. Tak więc, zachowanie się częstotliwości drgań relaksacyjnych zdeterminowane jest zachowaniem się małosygnałowego współczynnika wzmocnienia i podobnie jak małosygnałowe wzmocnienie zależne jest od efektu nasycenia wzmocnienia.

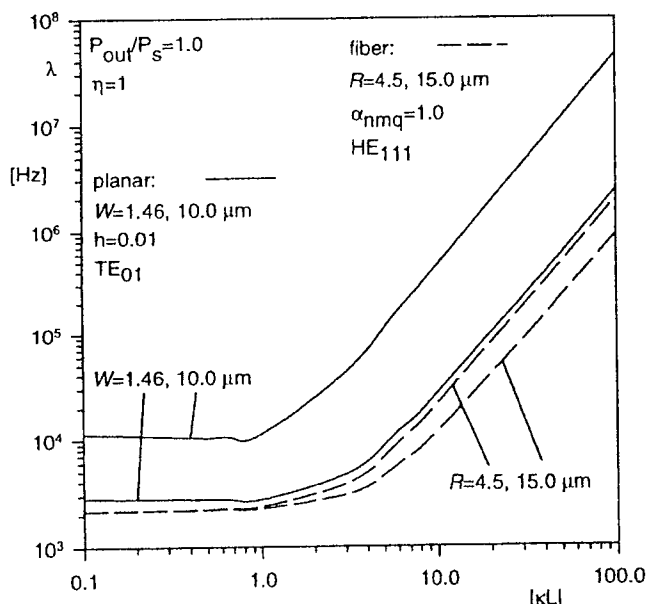
Na rysunkach 4 i 5 obserwowany jest również wpływ rzędu modu podłużnego q na parametr Ω . Jak można zauważyć, dla małych i średnich sprzężeń częstotliwość drgań relaksacyjnych jest większa dla modu o wyższym rzędzie. Sytuacja ta ulega zmianie dla silnych sprzężeń, gdzie obserwowana jest inwersja charakterystyk. W tym obszarze mod podstawowy, $q=1$, posiada największą częstotliwość Ω . Warto podkreślić, iż podobną inwersję charakterystyk, spowodowaną efektem nasycenia wzmocnienia, obserwuje się dla małosygnałowego wzmocnienia [21].

Ponadto, omawiane charakterystyki ujawniają wpływ efektu przestrzennego wypalania dziur na częstotliwość Ω . Jak można zauważyć, efekt ten powoduje wzrost częstotliwości drgań relaksacyjnych głównie w obszarze silnych sprzężeń. Dla małych wartości współczynnika sprzężenia i dla mniejszego poziomu mocy wyjściowej efekt przestrzennego wypalania dziur jest niezauważalny. Jest to oczywiste, ponieważ dla większego poziomu mocy wyjściowej, (tj. wyższego poziomu pompowania), i silniejszego sprzężenia natężenie modu laserowego w strukturze

laserowej jest większe, co prowadzi do silniejszego wysycenia ośrodka aktywnego. Ponadto, efekt przestrzennego wypalania dziur powoduje przesunięcie minimów charakterystyk częstotliwości Ω w stronę mniejszych wartości $|\kappa L|$. Warto podkreślić, iż podobny efekt obserwowany jest dla charakterystyk wzmocnienia określonych w funkcji siły sprzężenia dla coraz większych strat rozłożonych w strukturze laserowej [22]. Tak więc można zapostulować, iż zjawisko przestrzennego wypalania dziur, powodujące nieefektywne wykorzystanie ośrodka kатыwnego, jest równoważne wzrostowi strat rozłożonych w strukturze. Efekt ten jest silniejszy dla struktury włóknowej, w której gęstość mocy modu laserowego jest większa niż w strukturze planarnej (mod laserowy jest przestrzennie silniej ograniczony), co prowadzi do silniejszych efektów nieliniowych.

Kolejny rysunek 6 prezentuje zależność stałej tłumienia Λ drgań relaksacyjnych w funkcji znormalizowanego współczynnika sprzężenia $|\kappa L|$ dla planarnej i włóknowej lasera DFB przy uwzględnieniu efektu przestrzennego wypalania dziur, dla różnej grubości falowodu planarnej W i różnego promienia falowodu włóknowego R . Dla obydwu struktur wzrost grubości falowodu powoduje zmianę wartości parametru Λ . Warto podkreślić, iż w ogólności stała tłumienia drgań relaksacyjnych rośnie wraz z mocą wyjściową generowaną przez strukturę (tj. rośnie z poziomem wzmocnienia w strukturze).

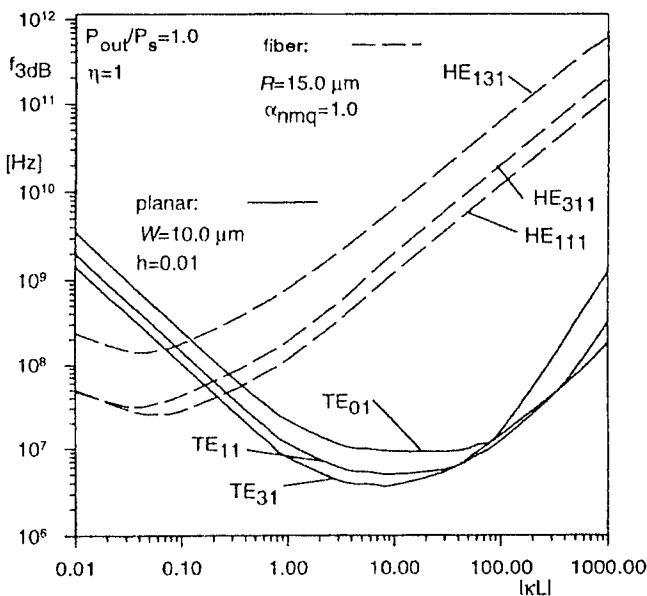
W przypadku struktury planarnej, wzrost grubości falowodu powoduje obniżenie strat dla danego modu falowodowego. Tak więc, przy ustalonym poziomie pompowania ze wzrostem grubości struktury rośnie moc generowana przez laser, co



Rys. 6. Zależność stałej tłumienia Λ drgań relaksacyjnych w funkcji współczynnika sprzężenia $|\kappa L|$ dla falowodu planarnej i włóknowej

proceeds to an increase in the loss coefficient. On the other hand, in the case of a fiber structure, the increase in the waveguide width does not change the loss coefficient in the range of small coupling coefficients, but causes a decrease in its value for large coupling coefficients. In this place, one should pay attention to the fact, that the laser characteristics were obtained for a constant start level independent of the fiber width. Moreover, for each laser mode, there is an optimal waveguide width, for which the structure has a maximum effective gain, i.e. for a fixed pump level, it generates emission with the highest output power. This is so-called waveguide effect. Thus, increasing the waveguide width initially leads to an increase in the output power, and then when the waveguide width is larger than the optimal width, the power generated by the structure begins to decrease. This means that an increase in the waveguide width at a fixed output power leads to a decrease in the small-signal gain coefficient required to obtain a given output power, and then when the waveguide width is larger than the optimal width, the gain begins to increase.

In Fig. 7, the dependence of the modulation bandwidth on the normalized coupling coefficient for a planar and a fiber DFB laser is shown, taking into account the spatial hole burning effect, for several transverse modes of the planar TE waveguide and for several transverse modes of the fiber HE waveguide. In general, an increase in the transverse mode order leads to a change in the value of the parameter f_{3dB} for both considered structures. In the



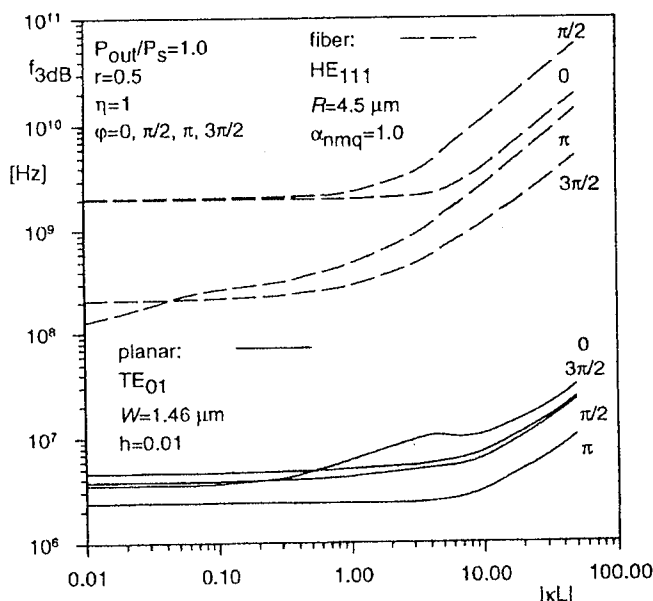
Rys. 7. Zależność pasma modulacji f_{3dB} w funkcji znormalizowanego współczynnika sprzężenia $|\kappa L|$ dla falowodu planarnego i włóknowego

padku struktury włóknowej, w całym prezentowanym zakresie współczynnika sprzężenia zwiększenie rzędu modu poprzecznego powoduje wzrost pasma modulacji. Natomiast dla struktury planarnej jest obserwowana nieco inna sytuacja. W tym przypadku występuje inwersja charakterystyk. W obszarze małych i średnich sprzężeń, zwiększenie rzędu modu poprzecznego prowadzi do spadku wartości pasma modulacji. Natomiast dla dużych sprzężeń pasmo modulacji rośnie wraz z rzędem modu. Obserwowane na rysunku 7 zachowanie się charakterystyk pasma modulacji jest identyczne, jak zachowanie się analogicznych charakterystyk dla małosygnałowego wzmocnienia i w obydwu wypadkach spowodowane jest efektem nasycenia wzmocnienia [21].

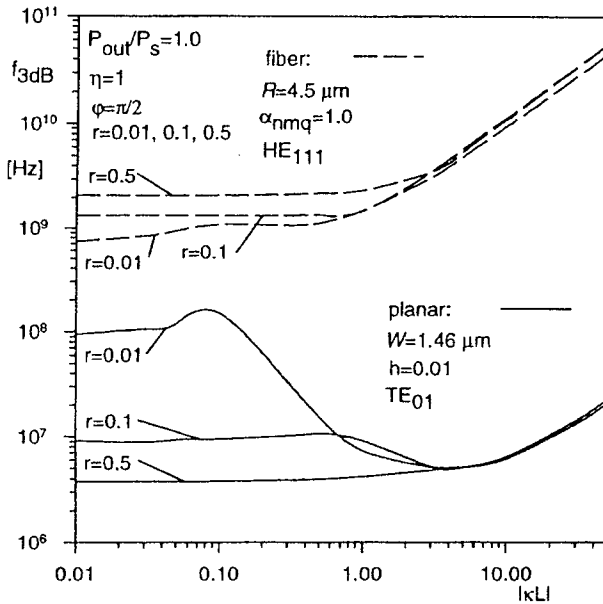
Prezentowane do tej pory charakterystyki zostały wykreślone dla przypadku struktury laserowej, w której pominięto efekt odbić promieniowania od końców lasera. Następne rysunki przedstawiają pasmo modulacji dla lasera planarnego i włóknowego z uwzględnieniem efektu przestrzennego wypalania dziur oraz niezerowych odbić końcowych.

Rysunek 8 pokazuje zależność pasma modulacji f_{3dB} od znormalizowanego współczynnika sprzężenia $|\kappa L|$ dla planarnego i włóknowego lasera DFB dla fazy odbić końcowych φ jako parametru. W ogólności wpływ fazy odbić końcowych na pasmo modulacji jest silniejszy w strukturze włóknowej niż w strukturze planarnej.

Na kolejnym rysunku 9 prezentowane są analogiczne charakterystyki pasma modulacji otrzymane dla różnych amplitud odbić końcowych r , dla fazy odbić



Rys. 8. Zależność pasma modulacji f_{3dB} w funkcji znormalizowanego współczynnika sprzężenia $|\kappa L|$ dla falowodu planarnego i włóknowego



Rys. 9. Zależność pasma modulacji f_{3dB} w funkcji znormalizowanego współczynnika sprzężenia $|\kappa L|$ dla falowodu planarnego i włóknowego

końcowych $\varphi = \pi/2$. Dla obydwu rozpatrywanych struktur, zmiana amplitudy odbić końcowych powoduje silniejszą zmianę wartości pasma modulacji w obszarze małych i umiarkowanych sprzężeń. Natomiast, dla dużych wartości współczynnika sprzężenia, zmiany te są słabsze i pasmo modulacji przestaje być wrażliwe na pojawienie się odbić końcowych. Opisany powyżej kształt charakterystyk wynika z faktu, iż w laserze DFB w którym odbicia od końców struktury są znaczące, za uzyskanie sprzężenia zwrotnego są odpowiedzialne dwa rezonatory Fabry-Perot i DFB. Dla małych sprzężeń, główną rolę w uzyskaniu akcji laserowej odgrywa rezonator Fabry-Perot. Dla średnich wartości współczynnika sprzężenia obserwujemy konkurencję pomiędzy wymienionymi rezonatorami. Natomiast w przypadku silnych sprzężeń akcję laserową uzyskuje się głównie dzięki rezonatorowi DFB i w tym przypadku charakterystyki pracy lasera stają się niewrażliwe na zmiany amplitudy oraz fazy współczynnika odbicia.

4. PRACA DYNAMICZNA LASERA DFB Z ZESPOLONYM WSPÓŁCZYNNIKIEM SPRĘŻENIA

W paragrafie tym przedstawiono rozwiązanie ogólnych równań bilansu w dielektrycznym falowodowym laserze DFB z zespolonym współczynnikiem sprzężenia. Analiza drgań relaksacyjnych i pasma modulacji jest bardziej złożona i obejmuje przypadek jednoczesnej modulacji współczynnika załamania, strat lub wzmocnienia.

4.1. LASER DFB Z ZESPOLONYM WSPÓŁCZYNNIKIEM SPRZĘŻENIA

W przypadku struktury z zespolonym współczynnikiem sprzężenia, tj. z jednoczesną modulacją współczynnika załamania (ang. „*index coupling*”) i wzmocnienia (ang. „*gain coupling*”), (lub strat — ang. „*loss coupling*”), oraz z pominiętym efektem przestrzennego wypalania dziur, równania bilansu przyjmują następującą postać:

$$\dot{W} = N\lambda_t - \frac{W}{\tau} - Ba^2(t)|E_{nm}(s)|^2(|f_{Rq}(z)|^2 + |f_{Sq}(z)|^2)W, \quad (4.1)$$

$$\frac{d(|a|^2)}{dt} = \frac{c}{n_f}|a|^2 \left[\frac{2\alpha_0 \int_{-L/2}^{L/2} dz ds W(|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2)|E_{nm}|^2 - 2 \int_{-L/2}^{L/2} dz ds \kappa_{1m}(f_{Rq} f_{Sq}^* + f_{Sq} f_{Rq}^*)|E_{nm}|^2}{\int ds |E_{nm}|^2 \int_{-L/2}^{L/2} dz (|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2)} + \right. \\ \left. - \frac{r_0}{\int_{-L/2}^{L/2} dz (|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2)} - 2\alpha_{nmqL} \right], \quad (4.2)$$

Analogicznie, jak w przypadku struktury z modulacją współczynnika załamania, do rozwiązania równań bilansu (4.1 i 4.2) i znalezienia stałej tłumienia oraz częstotliwości drgań relaksacyjnych jest zastosowana standardowa metoda perturbacyjna. I tak w przypadku stanu ustalonego inwersja obsadzeń W_0 wynosi:

$$W_0 = \frac{\tau N \lambda_t}{1 + \tau B |a_0|^2 (|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2) |E_{nm}|^2}. \quad (4.3)$$

Małosygnałowe wzmocnienie w zależności od rodzaju modulacji wynosi:

$$\alpha_0 = \frac{\int ds |E_{nm}|^2}{\tau N \lambda_t} \frac{r_0 + 2\alpha_{nmq} \int_{-L/2}^{L/2} dz (|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2) + 2\kappa_{1m} \int_{-L/2}^{L/2} dz (f_{Rq} f_{Sq}^* + f_{Sq} f_{Rq}^*)}{2 \int_{-L/2}^{L/2} \int \frac{dz ds (|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2) |E_{nm}|^2}{1 + \tau B |a_0|^2 (|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2) |E_{nm}|^2}}, \quad (4.4)$$

dla jednoczesnej modulacji współczynnika załamania i strat oraz:

$$\alpha_0 = \frac{\frac{\int ds |E_{nm}|^2}{\tau N \lambda_t} \left[r_0 + 2\alpha_{nmq} \int_{-L/2}^{L/2} dz (|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2) \right]}{2 \int_{-L/2}^{L/2} \int \frac{dz ds (|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2) |E_{nm}|^2}{1 + \tau B |a_0|^2 (|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2) |E_{nm}|^2} + V \int_{-L/2}^{L/2} \int \frac{dz ds (f_{Rq} f_{Sq}^* + f_{Sq} f_{Rq}^*) |E_{nm}|^2}{1 + \tau B |a_0|^2 (|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2) |E_{nm}|^2}}. \quad (4.5)$$

dla jednoczesnej modulacji współczynnika załamania i wzmocnienia.

Podobnie, jak w poprzednim rozdziale wstawiając zaburzoną inwersję obsadzeń równą $W(r, t) = W_0(r, 0) + \tilde{W}(r, t)$ i zaburzoną amplitudę modu laserowego wynoszącą $a(t) = a_0(0) + \hat{a}(t)$ do równań (4.1 i 4.2) oraz korzystając odpowiednio

z zależności opisujących W_0 równ. (4.3), otrzymuje się następujące równanie opisujące zachowanie się w czasie zaburzenia inwersji obsadzeń:

$$\frac{\partial \hat{W}}{\partial t} = -2BW_0 a_0 \hat{a} (|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2) |E_{nm}|^2 - \hat{W} \left[\frac{1}{\tau} + |a_0|^2 (|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2) |E_{nm}|^2 \right]. \quad (4.6)$$

Podobnie dostaje się równanie opisujące zaburzenie amplitudy modu laserowego dla przypadku przestrzennej modulacji strat o następującej postaci:

$$\frac{d\hat{a}}{dt} = \frac{c}{n_r} \frac{a_0 \alpha_0}{\int ds |E_{nm}|^2} \frac{\int_{-L/2}^{L/2} \int dz ds \hat{W} (|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2) |E_{nm}|^2}{\int_{-L/2}^{L/2} dz (|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2)}, \quad (4.7)$$

oraz dla przypadku modulacji wzmocnienia o postaci:

$$\frac{d\hat{a}}{dt} = \frac{ca_0 \alpha_0}{2n_r} \frac{2 \int_{-L/2}^{L/2} \int dz ds \hat{W} (|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2) |E_{nm}|^2 + V \int_{-L/2}^{L/2} \int dz ds \hat{W} (f_{Rq} f_{Sq}^* + f_{Sq} f_{Rq}^*) |E_{nm}|^2}{\int ds |E_{nm}|^2 \int_{-L/2}^{L/2} dz (|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2)}. \quad (4.8)$$

Powyższe równania rozwiązywane są zgodnie z algorytmem zaprezentowanym w paragrafie (3.1). W wyniku czego otrzymuje się zależności na stałą tłumienia Λ i częstotliwość drgań relaksacyjnych Ω w dielektrycznym falowodowym laserze DFB z zespolonym współczynnikiem sprzężenia odpowiednio dla przypadku struktury z modulacją współczynnika strat:

$$\Lambda = \frac{1}{\tau} \frac{\int_{-L/2}^{L/2} \int dz ds (|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2)^2 |E_{nm}|^4}{\int_{-L/2}^{L/2} \int dz ds (|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2)^2 |E_{nm}|^4 + \int_{-L/2}^{L/2} \int dz (|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2) |E_{nm}|^2}. \quad (4.9)$$

$$\Omega^2 = \frac{cN}{n_r \tau} \frac{\int_{-L/2}^{L/2} \int dz ds (|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2)^2 |E_{nm}|^4}{\int_{-L/2}^{L/2} \int dz ds (|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2)^2 |E_{nm}|^4 + \int_{-L/2}^{L/2} \int dz (|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2) |E_{nm}|^2} \left[\frac{r_0 + 2\kappa_{Im} \int_{-L/2}^{L/2} dz (f_{Rq} f_{Sq}^* + f_{Sq} f_{Rq}^*)}{\int_{-L/2}^{L/2} dz (|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2)} + 2\alpha_{nmq} \right]. \quad (4.10)$$

oraz dla struktury z modulacją współczynnika wzmocnienia:

$$\Lambda = \frac{1}{\tau} \frac{2 \int_{-L/2}^{L/2} \int dz ds (|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2)^2 |E_{nm}|^4 + V \int_{-L/2}^{L/2} \int dz ds (|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2) (f_{Rq} f_{Sq}^* + f_{Sq} f_{Rq}^*) |E_{nm}|^4}{2 \int_{-L/2}^{L/2} \int dz ds (|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2)^2 |E_{nm}|^4 + V \int_{-L/2}^{L/2} \int dz ds (|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2) (f_{Rq} f_{Sq}^* + f_{Sq} f_{Rq}^*) |E_{nm}|^4}, \quad (4.11)$$

$$\Omega^2 = \frac{cN^r r_o + 2\alpha_{nmq} \int_{-L/2}^{L/2} \int_{-L/2}^{L/2} dz ds (|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2)}{n_r \tau \int_{-L/2}^{L/2} \int_{-L/2}^{L/2} dz ds (|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2)} \times \quad (4.12)$$

$$\times \frac{2 \int_{-L/2}^{L/2} \int_{-L/2}^{L/2} \frac{dz ds (|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2)^2 |E_{nm}|^4}{1 + N(|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2) |E_{nm}|^2} + V \int_{-L/2}^{L/2} \int_{-L/2}^{L/2} \frac{dz ds (|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2) (f_{Rq} f_{Sq}^* + f_{Sq} f_{Rq}^*) |E_{nm}|^4}{1 + N(|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2) |E_{nm}|^2}}{2 \int_{-L/2}^{L/2} \int_{-L/2}^{L/2} \frac{dz ds (|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2)^2 |E_{nm}|^2}{1 + N(|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2) |E_{nm}|^2} + V \int_{-L/2}^{L/2} \int_{-L/2}^{L/2} \frac{dz ds (f_{Rq} f_{Sq}^* + f_{Sq} f_{Rq}^*) |E_{nm}|^2}{1 + N(|f_{Rq}|^2 + |f_{Sq}|^2) |E_{nm}|^2}}.$$

Podobnie jak w rozdziale poprzednim do analizy pasma modulacji wykorzystano zależność (3.17), do której wstawiono wyrażenia (4.9 i 4.10) opisujące odpowiednio stałą tłumienia i częstotliwość drgań relaksacyjnych w strukturze z modulacją współczynnika załamania i współczynnika strat oraz wyrażenia (4.11 i 4.12) opisujące odpowiednio stałą tłumienia i częstotliwość drgań relaksacyjnych w strukturze z modulacją współczynnika załamania i współczynnika wzmocnienia. Otrzymane w ten sposób zależności posłużyły do otrzymania charakterystyk laserowych uwzględniających efekt nasycenia wzmocnienia, efekty falowodowe oraz zespolony współczynnik sprzężenia.

4.2. CHARAKTERYSTYKI PRACY LASERA

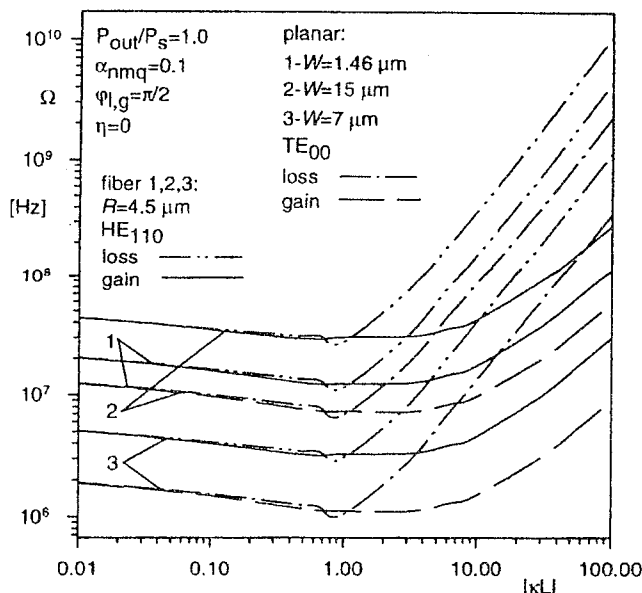
Poniżej zostaną zaprezentowane charakterystyki drgań relaksacyjnych i pasma modulacji dla struktury falowodowego lasera DFB z zespolonym współczynnikiem sprzężenia. Rozważono strukturę falowodu planarnego i falowodu włóknowego. Charakterystyki drgań relaksacyjnych zostały wykreślone dla dwóch różnych struktur dielektrycznych falowodowego lasera DFB, tj. YAG:Nd³⁺ (dla dwóch długości fali generowanego promieniowania $\lambda = 1.064 \mu\text{m}$ oraz $\lambda = 1.3187 \mu\text{m}$) i ZBLAN:Er³⁺ (o długości fali generowanego promieniowania $\lambda = 1.54 \mu\text{m}$). Podstawowe wielkości fizyczne charakteryzujące strukturę planarną i włóknową są identyczne jak w paragrafie poprzednim, przy czym współczynniki załamania oraz czasy życia emisji spontanicznej przedstawione są poniżej w tabeli.

Współczynniki załamania oraz czasy życia emisji spontanicznej badanych struktur

Rodzaj struktury	λ [μm]	n_e	n_r	n_p	n_r	τ [ms]
YAG:Nd ³⁺	1.064	1.808	1.82	1.808	1.82	0.26
YAG:Nd ³⁺	1.3187	1.8147	1.8149	1.8147	1.8149	0.26
ZBLAN:Er ³⁺	1.54	1.529	1.53	1.529	1.53	11

Charakterystyki uzyskane dla różnych długości fali oznaczone są na wszystkich rysunkach w następujący sposób: „1” — dla YAG:Nd³⁺ $\lambda=1.064\text{ }\mu\text{m}$; „2” — dla YAG:Nd³⁺ $\lambda=1.3187\text{ }\mu\text{m}$; „3” — dla ZBLAN:Er³⁺ $\lambda=1.54\text{ }\mu\text{m}$. Obliczenia przeprowadzono dla podstawowych modów laserowych TE₀₀ dla struktury planarnej i HE₁₁₀ dla struktury włóknowej. Należy zwrócić uwagę na fakt, że dla struktur z zespolonym współczynnikiem sprzężenia rząd podstawowego modu podłużnego wynosi $q=0$ [3]. Wynika to z faktu, iż w przypadku modulacji wzmocnienia częstotliwość modu o najniższym rzędzie jest dokładnie równa częstotliwości Bragg’a, a kolejne mody układają się symetrycznie względem tej częstotliwości (stąd ich numery $-1, 1, -2, 2$, itd.).

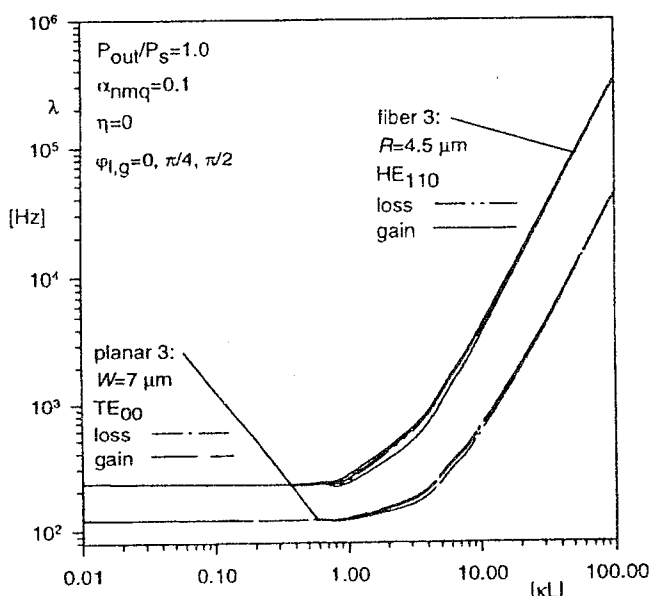
Rysunek 10 pokazuje zależność częstotliwości drgań relaksacyjnych Ω od amplitudy zespolonego współczynnika sprzężenia $|\kappa L|$ dla planarnego i włóknowego lasera DFB, dla dwóch rodzajów modulacji oraz dla trzech długości fali generowanego promieniowania. W ogólności, zależności częstotliwości Ω dla struktur z modulacją współczynnika wzmocnienia i współczynnika strat różnią się. Dla małych i średnich wartości amplitudy zespolonego współczynnika sprzężenia charakter zmian parametru Ω jest podobny dla obydwu rodzajów modulacji. Natomiast, w zakresie dużych sprzężeń obserwujemy inną sytuację. Tutaj dla przypadku modulacji współczynnika strat (ang. „*loss coupling*”) częstotliwość drgań relaksacyjnych jest większa niż w przypadku modulacji współczynnika wzmocnienia (ang. „*gain coupling*”). Zjawisko to wynika z faktu, iż w przypadku modulacji współczynnika strat część zespolona współczynnika sprzężenia nie zależy od natężenia modu laserowego, natomiast



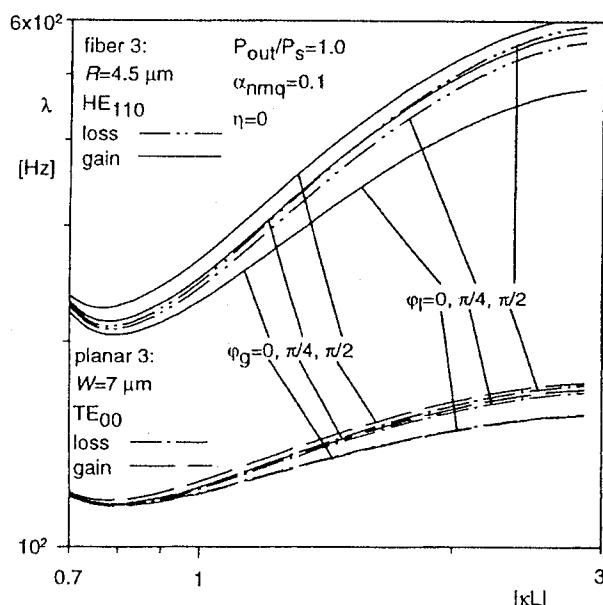
Rys. 10. Zależność częstotliwości Ω drgań relaksacyjnych w funkcji modułu zespolonego współczynnika sprzężenia $|\kappa L|$ dla falowodu planarnego i włóknowego

w przypadku modulacji współczynnika wzmocnienia część urojona zespolonego współczynnika sprzężenia nasycy się podobnie jak wzmocnienie w ośrodku aktywnym. Efekt nasycenia wzmocnienia powoduje mniejszy wzrost siły sprzężenia dla przypadku modulacji współczynnika wzmocnienia niż dla modulacji współczynnika strat. Ostatecznie powoduje to, że parametr Ω ma większe wartości dla przypadku modulacji współczynnika strat niż wzmocnienia. Ponadto częstotliwość drgań relaksacyjnych w strukturze włóknowej YAG:Nd³⁺ zależy silniej od długości fali generowanego promieniowania, niż w strukturze planarnej. Co więcej, wartości częstotliwości drgań relaksacyjnych są większe w strukturze włóknowej niż w planarnej dla takiej samej długości fali generowanego promieniowania.

Na rysunkach 11 i 12 zaprezentowano zależność stałej tłumienia Λ drgań relaksacyjnych w funkcji amplitudy zespolonego współczynnika sprzężenia $|\kappa L|$ dla planarnego i włóknowego lasera DFB generującego promieniowanie o długości fali $\lambda = 1.54 \mu\text{m}$ (struktura ZBLAN:Er³⁺) oraz faz φ_1 i φ_g jako parametrów. W ogólności, wszystkie charakterystyki stałej tłumienia posiadają minimum w zakresie średnich sprzężeń, co jest spowodowane efektem nasycenia wzmocnienia w ośrodku aktywnym. Warto zauważyć, iż pojawiające się minima dla stałej tłumienia (rysunki 11 i 12) wypadają dla innych wartości siły sprzężenia niż wartość optymalna, zapewniająca maksymalną sprawność energetyczną struktury, która dla $P_{\text{out}}/P_s = 1.0$ i $\alpha_{\text{nmq}} = 0.1$ wynosi około $|\kappa L| = 1$ [21]. Ponadto, w zakresie małych i silnych sprzężeń zmiana fazy zespolonego współczynnika sprzężenia od 0 do $\pi/2$ nie powoduje znaczących zmian wartości parametru Λ . Jedynie w zakresie średnich sprzężeń zmiany te są zauważalne,



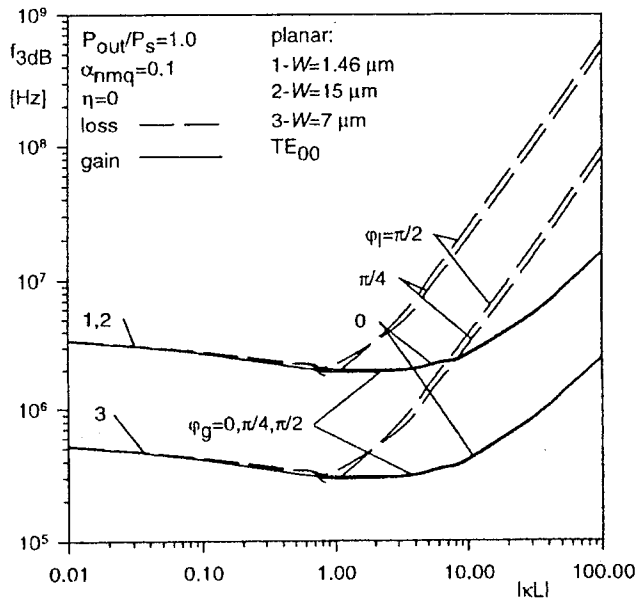
Rys. 11. Zależność stałej tłumienia Λ drgań relaksacyjnych w funkcji modułu zespolonego współczynnika sprzężenia $|\kappa L|$ dla falowodu planarnego i włóknowego



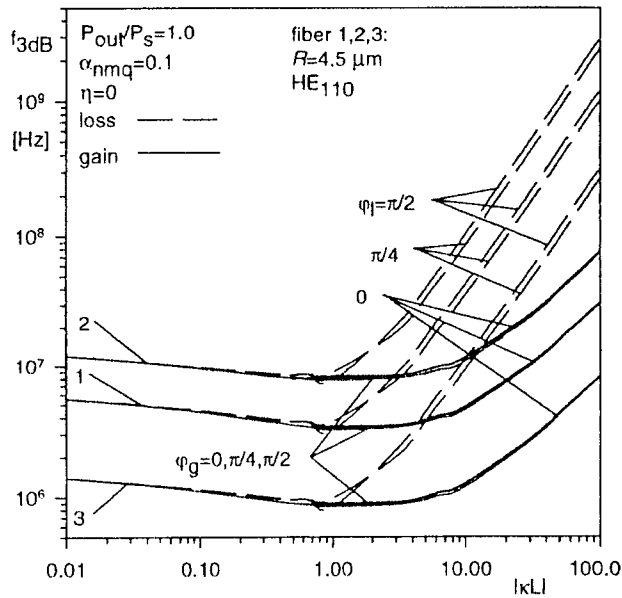
Rys. 12. Zależność stałej tłumienia Λ drgań relaksacyjnych w funkcji modułu zespolonego współczynnika sprzężenia $|\kappa L|$ dla falowodu planarnego i włókniowego

co zostało pokazane na rysunku 12. Jak można zauważyć, wraz ze wzrostem faz φ_1 i φ_g rośnie wartość stałej tłumienia dla obu rodzajów modulacji — strat i wzmocnienia.

Rysunki 13 i 14 pokazują zależność pasma modulacji f_{3dB} od znormalizowanej amplitudy zespolonego współczynnika sprzężenia $|\kappa L|$ dla planarnego i włókniowego lasera DFB, dla dwóch faz φ_1 i φ_g zespolonego współczynnika sprzężenia oraz trzech struktur o różnych długościach fali generowanego promieniowania. Podobnie jak w przypadku charakterystyk opisujących drgania relaksacyjne, różnice pomiędzy dynamiczną pracą struktury z modulacją współczynnika strat oraz z modulacją współczynnika wzmocnienia pojawiają się w obszarze silnych sprzężeń. W przypadku modulacji wzmocnienia, ze względu na efekt nasycenia wzmocnienia wzrost współczynnika sprzężenia powoduje mniejszy wzrost siły sprzężenia niż w przypadku modulacji strat. Ponadto, dla średnich wartości współczynnika sprzężenia, wzrost fazy tego współczynnika od 0 do $\pi/2$ powoduje wzrost pasma modulacji. Warto podkreślić, iż efekt ten był wcześniej obserwowany eksperymentalnie [13]. Na wyżej wymienionych rysunkach, obserwowany jest również wpływ geometrii struktury laserowej na pasmo modulacji. Jak można zauważyć, w ogólności parametr f_{3dB} ma większe wartości w jednomodowej strukturze włókniowej niż w jednomodowej strukturze planarnej. Ponadto, ze względu na wymagania stawiane strukturom laserowym stosowanym w telekomunikacji, tj. uzyskanie możliwie maksymalnego pasma modulacji, bardziej interesująca jest struktura lasera włókniowego z modulacją współczynnika strat.



Rys. 13. Zależność pasma modulacji f_{3dB} w funkcji amplitudy zespolonego współczynnika sprzężenia $|\kappa L|$ dla falowodu planarnego



Rys. 14. Zależność pasma modulacji f_{3dB} w funkcji amplitudy zespolonego współczynnika sprzężenia $|\kappa L|$ dla falowodu włóknowego

PODSUMOWANIE

W artykule przedstawiony został ogólny model dynamicznej pracy dielektrycznych falowodowych laserów z rozłożonym sprzężeniem zwrotnym uwzględniający przestrzenny rozkład pola, efekty nieliniowe związane z efektem nasycenia wzmocnienia, zespolony współczynnik sprzężenia, a także odbicia promieniowania od końców struktury laserowej. Wyniki numeryczne uzyskane w modelu pozwalają na sformułowanie następujących wniosków:

- efekt nasycenia wzmocnienia determinuje kształt charakterystyk częstotliwości Ω drgań relaksacyjnych i pasma modulacji (między innymi pojawienie się minimów) w funkcji siły sprzężenia $|κL|$;
- efekt przestrzennego wypalania dziur zmienia wartości zarówno stałej tłumienia Λ , częstotliwości Ω drgań relaksacyjnych i pasma modulacji, a także powoduje przesunięcie minimów częstotliwości Ω i pasma modulacji, w stronę mniejszych wartości współczynnika sprzężenia;
- dla różnych modów podłużnych następuje inwersja charakterystyk częstotliwości Ω i f_{3dB} pasma modulacji w zakresie średnich i dużych sprzężeń, co jest spowodowane efektem nasycenia wzmocnienia;
- zarówno wartości stałej tłumienia Λ , częstotliwości Ω drgań relaksacyjnych i pasma modulacji zależą od grubości warstwy aktywnej w światłowodzie planarnym i od promienia rdzenia falowodu włóknowego, jest to efekt falowodowy;
- osiągane wartości parametrów drgań relaksacyjnych i pasma modulacji zależą od rodzaju i rzędu modu falowodowego (tj. laserowego modu poprzecznego);
- dla małych sprzężeń charakterystyki częstotliwości Ω drgań relaksacyjnych i pasma modulacji dla struktury z jednoczesną modulacją współczynnika załamania i wzmocnienia oraz struktury z jednoczesną modulacją współczynnika załamania i strat pokrywają się, natomiast dla dużych wartości współczynnika sprzężenia pojawiają się różnice pomiędzy wartościami pasma modulacji dla wymienionych struktur. Efekt ten wynika z faktu, iż w przypadku modulacji współczynnika strat część zespolona współczynnika sprzężenia nie zależy od natężenia modu laserowego, natomiast w przypadku modulacji współczynnika wzmocnienia część urojona zespolonego współczynnika sprzężenia nasycy się podobnie jak wzmocnienie w ośrodku aktywnym.

BIBLIOGRAFIA

1. G.P. Agrawal: *Modulation bandwidth of high-power single-mode semiconductor lasers: Effects of intraband gain saturation*. Appl. Phys. Lett (1990) 57, 1
2. A. Mossakowska, P. Szczepański, W. Woliński: *Modulation bandwidth of waveguide distributed feedback lasers*. IEEE J. Quantum Electron., (1994) QE-30, 230
3. H. Kogelnik, C.V. Shank: *Coupled-wave theory of distributed feedback lasers*. J. Appl. Phys. 1972, 43, 2327

4. H. Statz and G. de Mars: *Quantum Electronics*, New York: Columbia University Press (1960), 530
5. R. Polloni, O. Svelto: *Static and dynamic behaviour of a single-mode Nd-YAG laser*, IEEE J. Quantum Electron., (1968) QE-4, 481
6. H.G. Danielmeyer: *Low-frequency dynamics of homogeneous four-level cw lasers*. J. Appl. Phys. 1970, 41, 4014
7. S.R. Chinn: *Relaxation oscillations in distributed feedback lasers*. Optics Commun. (1976) 19, 208
8. Zs. Bor: *Tunable picosecond pulse generation by an N_2 laser pumped self Q-switched distributed feedback dye laser*. IEEE J. Quantum Electron. (1980) QE-16, 517
9. Zs Bor, A. Muller, B. Racz, F.P. Schafer: *Ultrashort pulse generation by distributed feedback dye laser*. Appl. Phys. (1982) B 27, 10
10. G. Szabo, Zs. Bor, A. Muller: *Amplification and measurement of single 1.6–3.5 ps pulses generated by a distributed feedback dye laser*. Appl. Phys. (1983) B 31, 1
11. IRL.N. Duling, M.G. Raymer: *Time-dependent semiclassical theory of gain-coupled distributed feedback lasers*. IEEE J. Quantum Electron. (1984) QE-20, 1202
12. G.P. Agrawal, N.K. Dutta: *Long-Wavelength Semiconductor Lasers*. Van Nostrand-Reinhold, New York, 1986
13. A.J. Lowery, D. Nowak: *Enhanced maximum intrinsic modulation bandwidth of complex coupled DFB semiconductor lasers*. Electron. Lett. (1993) 29, 461
14. M. Sargent III, W.H. Swantner, J.D. Thomas: *Theory of a distributed feedback laser*. IEEE J. Quantum Electron. (1980) QE-16, 465
15. M. Sargent III, M.O. Scully, W.E. Lamb, Jr.: *Laser Physics*. Reading, MA: Addison-Wesley, 1974, Chapter 8
16. A. Mossakowska, P. Szczepański, W. Woliński: *Influence of spatial hole burning effects on relaxation oscillations in waveguide distributed feedback Nd^{3+} : YAG lasers*. Optics Commun. (1993) 100, 155
17. H.A. Haus: *Gain saturation in distributed feedback lasers*. Appl. Opt., (1975) 14, 2650
18. P. Szczepański: *Approximate analysis of gain saturation of a distributed feedback laser with end reflectors*. IEEE J. Quantum Electron. (1986) QE-22, 517
19. S.R. Chinn: *Effect of mirror reflectivity in a distributed feedback laser*. IEEE J. Quantum Electron. (1973) QE-9, 574
20. P. Mockel, R. Platner, W. Kruhler, A. Reichelt, J. Grambraier: *Miniature neodymium laser (MNL) as possible transmitters for fiber optics communications system*. Siemens-Forsch. u. Entwickl-Ber 1976, 5, 287 and 296
21. P. Szczepański, D. Sikorski, W. Woliński: *Nonlinear operation of a planar distributed feedback lasers: energy approach*. IEEE J. Quantum Electron. (1989) QE-25, 871
22. P. Szczepański: *Approximate analysis of nonlinear operation of a distributed feedback laser with parasitic losses*. J. Appl. Phys (1986) 63, 4854

A. MOSSAKOWSKA-WYSZYŃSKA

DYNAMIC OPERATION OF WAVEGUIDE DISTRIBUTED
FEEDBACK LASERS

S u m m a r y

An analysis of the dynamic operation in distributed feedback (DFB) waveguide lasers is shown. In particular, the influence of the spatial field distribution, the gain saturation effect, and spatial hole burning effect on the relaxation oscillations and modulation bandwidth is discussed for two different dielectric laser structures, i.e. planar and fiber waveguide lasers. The dynamic model of DFB laser with pure index modulation and with the complex coupling coefficient taking into account the non-zero end reflectivity of the laser structure, is developed. In particular, the obtained laser characteristics reveal that the difference between loss coupling and gain coupling appears in the moderate and strong coupling region. It is also shown, that the waveguide effects can affect remarkably the relaxation oscillations parameters, as well as the modulation bandwidth.

Key words: relaxation oscillations, the modulation bandwidth, gain saturation effect, waveguide effects, distributed feedback laser, complex coupling coefficient.

On the modelling of quality directional components for integrated phased-array system

ABDULGADER Z. ABDALLA

Faculty of Electronics Tahaddy University, Libya

BOGDAN J. JANICZAK, JERZY MAZUR

*Katedra Techniki Mikrofalowej i Telekomunikacji Optycznej
Politechnika Gdańska*

*Received 1996.10.30
Authorized 1996.11.12*

COMMUNICATE

The results of theoretical and experimental studies of the quality directional components for application in phased-array systems are presented. The work focuses on layered proximity microstrip directional couplers in overlaid- and suspended-line technology. The results of theoretical modelling rely on mixed field and circuit theory based approach and, as proved by obtained experimental data, coincide excellently with measured parameters of fabricated models. The achievements of this study demonstrate accuracy of applied simulation tools as well as potential utility of analysed structures for the construction of quality integrated planar phased-arrays for multielement radiating systems.

Key words: phased-array systems, couplers, radiating systems.

1. INTRODUCTION

Rapidly expanding mass scale telecommunication market already penetrating lower microwave frequency range together with overwhelming general tendency in high frequency electronics towards low-cost, light-weight, reliable production of the quality components for professional communication systems has attracted engineer attention to problems related to the design of the devices for these applications.

One of the key element of every communication system is the antenna with the feeding network. Due to increasing demands of both operators and users these

terminals are frequently constructed as multielement radiating systems. To gather signals coming to or from multiple radiators an efficient low-loss feeding network is usually required. Apart from high power communication systems, the most reliable solution lies in integrated high frequency technology comprising different network solutions [1], [2]. The most typical components for integrated feeders include power splitters, branch-line, hybrid-ring and proximity couplers. The latter provide possibly unbeatable frequency coverage, but due to rather poor directivity require some redesign to meet environmental requirements. Loss and directivity of proximity couplers should be carefully optimised, otherwise the decrease of efficiency on the receiver side and sensitivity on the transmitter side would be observed.

In this paper, therefore, an approach to the modelling of the quality directional components fabricated in layered-substrate microstrip line technology will be described and illustrated whenever possible by representative data.

2. OUTLINE OF THE MODELLING APPROACH

Due to the nature of considered directional components resulting from inhomogeneous, stratified substrate an accurate but at the same time fast and efficient simulation tools are required. Standard commercially available simulations packages do not usually offer possibilities for the analysis of these type of problems and more advanced packages such as LINMIC [3] are still in very limited use and circulation. To match the needs of accuracy and efficiency of the modelling a combined approach comprising the elements of both field- and circuit-theory has been developed for description of analysed directional devices.

This approach relies on efficient and accurate spectral domain algorithm at the stage of calculation the frequency dependent modal parameters (effective dielectric constants and characteristic impedances) of stratified-substrate coupled microstrip lines. A PC implemented version of the algorithm [4] provides solutions of associated nonuniform boundary value problem in a couple of seconds even within not too demanding computer environment. Next, assuming that geometry of the coupled line section has been optimised for a given coupling, reference impedance and required directivity, classical high frequency circuit theory is used to generate scattering matrix parameters of the coupled line section of a given length. During the course of this study the length of the coupler is taken as a quarter of the average wavelength being the sum of the half of wavelengths for the even and odd modes. Scattering matrix parameters can easily be yield by one of the standard PC mathematical packages such as Mathcad or Maple.

The scattering matrix parameters of stratified substrate microstrip directional coupler can further be exported to one of the available circuit-theory based simulation packages to include additionally the effect of external parasitic elements such as step in line widths, bends or feeding line sections.

3. NUMERICAL AND EXPERIMENTAL RESULTS

Extensive numerical computations have been performed to study different versions of microstrip proximity couplers with stratified dielectric substrate and their sensitivity with respect to both geometrical and electrical parameters. Exemplary simulation results for chosen representative microstrip proximity couplers with improved directivity are shown in the subsequent section against experimental data.

All measurements have been performed with the HP 8757E scalar network analyzer fed by HP 8350B sweep oscillator in relatively wide frequency range 1–10 GHz. Laboratory models of fabricated microstrip proximity couplers have been placed in special housing with removable SMA to microstrip transitions and standard calibration procedure comprising open/short/through options for reflection and transmission measurements has been applied. The results of comparison between theoretically simulated and physically measured components are shown in Figs. 1–3.

Very good convergence between theoretical predictions and actual response for almost every parameter of investigated components is worth mentioning. The most significant discrepancies visible on s_{11} characteristics are mainly due to the nature of SMA to microstrip transitions used during the experiments, especially for the frequencies above 5GHz. In Figs. 1 and 2, theoretical data are referred to uniform coupled line section only and do not take into account surrounding planar environment (bends, feeding lined sections and steps in width). In order to evaluate the influence of accompanying circuit elements on the overall coupler behaviour more complex analysis has been, however, performed for the entire planar topology. The description of these additional components has been made on the base of the models available in HP-Eesof Touchstone/Libra library.

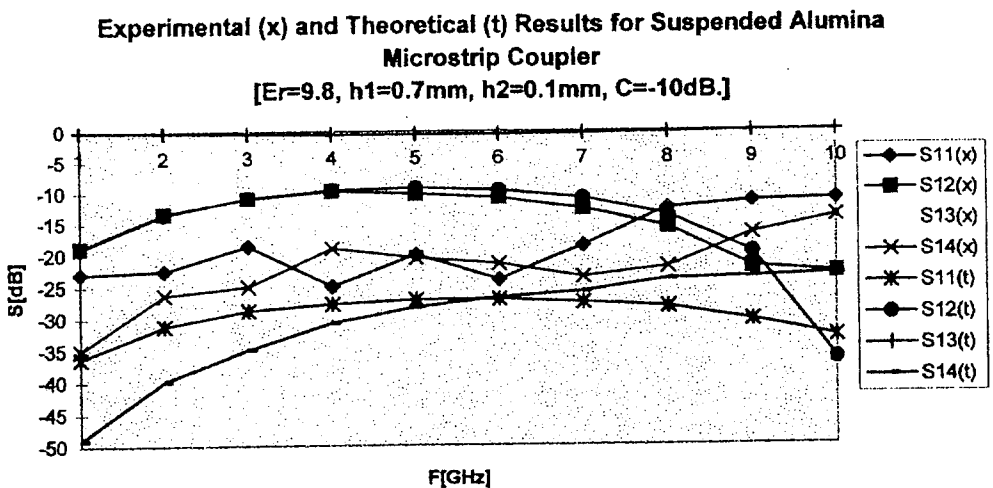


Figure 1. Simulated and measured frequency characteristics of 10 dB suspended-line microstrip coupler with an alumina substrate

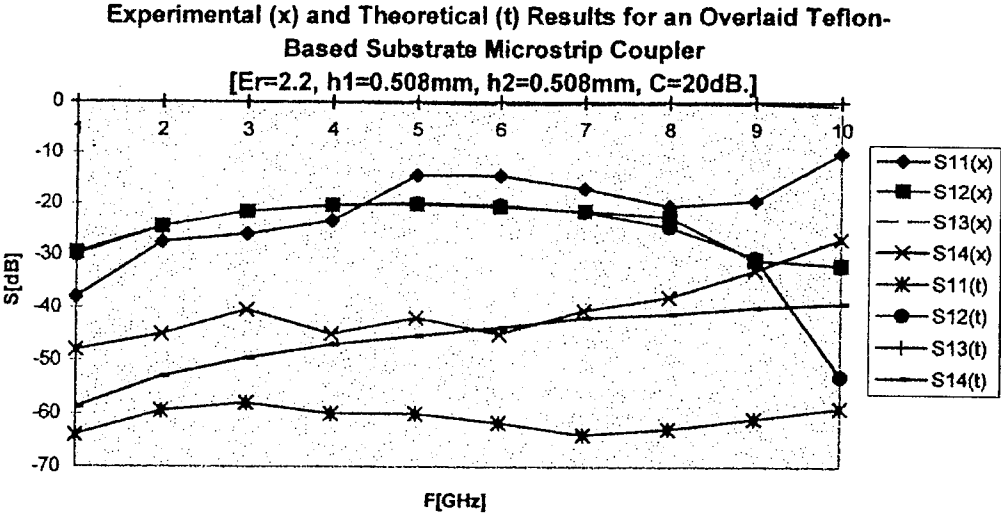


Figure 2. Simulated and measured frequency characteristics of 20 dB overlaid-line microstrip coupler with a teflon-based substrate

Representative results of such an analysis for the case of 10dB overlaid alumina microstrip coupler are graphically depicted in Fig. 3. Again, the convergence between theory and experiment is almost perfect. It was, generally, found that inclusion of those parasitic elements surrounding quarter-wavelength coupled line section is of very small significance for overall coupler behaviour.

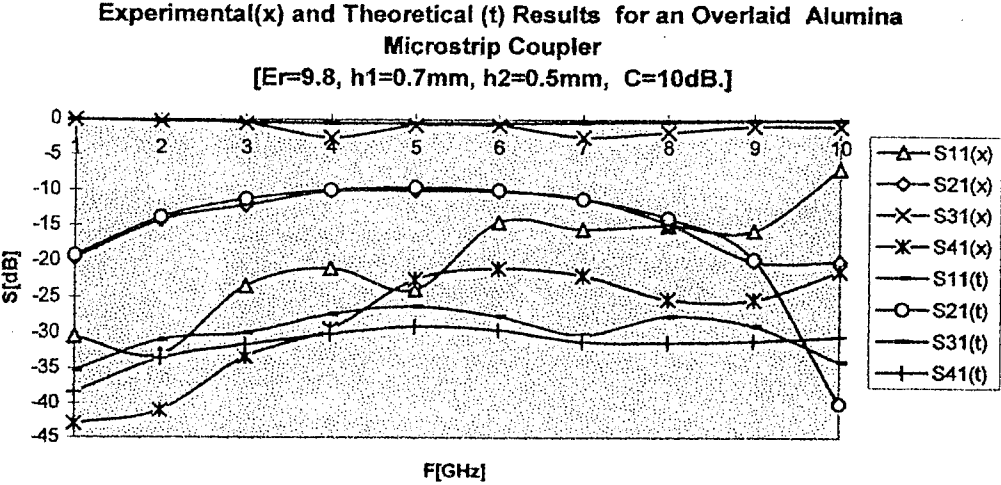


Figure 3. Simulated and measured frequency characteristics of 10 dB overlaid-line microstrip coupler with an alumina substrate

Very good directional properties of fabricated couplers, even in case of loosely coupled device of Fig. 2, are also worth underlining. Although the structures have been analytically optimised with respect to achievable directivity, the designer will face in practice some compromises resulting from discretised values of both available substrate thicknesses and material permittivities limiting to some extent freedom of flexibility. Whilst for overlaid couplers requiring for good directional properties an overlay layer of the parameters close to original substrate the problem practically does not exist, in case of suspended configuration the height of air region between ground plane and original substrate decreases drastically with increasing substrate permittivity approaching for an alumina substrate small fractions of millimetre, that is to say, sometimes quite difficult to control. It should also be stressed that optimal with respect to resulting coupler directivity geometry is also sensitive to midband frequency confirming thus the need of use of accurate frequency dependent simulation tools.

CONCLUSIONS

The results of the modelling of electrical behaviour of layered microstrip proximity couplers in both overlaid- and suspended-line technology have been presented. The accuracy and flexibility of used simulation tool comprising field- and circuit-theory based approaches have been confirmed. Although the convergence between numerical and experimental data in majority of considered cases was excellent, it should be pointed out that practical fabrication of suspended line couplers with soft laminates would provide some potential threat especially in case of larger substrate surfaces due to the need of maintenance of required small heights of the air layer separating dielectric from the ground plane. The results obtained during the course of this study are of significant value for the designers of 1-D and 2-D planar arrays for feeding circuits of multielement radiating antenna systems.

REFERENCES

1. T.C. Edwards: *Foundations For Microstrip Circuit Design*. John Wiley & Sons, New York, 1995
2. B.J. Janiczak, et al.: *Multilayer Microwave Integrated Circuits. Prospect for the Future*. Proc. MIKON-96 Int. Microwave Conference, Vol. 3, Warsaw, 1996
3. R.H. Jansen, et al.: *LINMIC+/N. Users Manual*. Ratingen, 1993
4. B.J. Janiczak: *Compact Hybrid-Mode Approach to Design of Bimode High-Directivity Microstrip Directional Couplers in MIC Proximity*. Microwellen & Military Electronics Magazin, 1987, Vol. 13, No. 3, pp. 333—343

A.Z. ABDALLA, B.J. JANICZAK, J. MAZUR

Streszczenie

O MODELOWANIU KIERUNKOWYCH UKŁADÓW ZASILAJĄCYCH
ZINTEGROWANE SZYKI ANTENOWE

Przedstawiono wyniki teoretyczne i eksperymentalne badań kierunkowych układów dzielników mocy dla zastosowań w układach antenowych. Praca koncentruje się na warstwowym mikropaskowym sprzęgaczach zbliżeniowych w wersji nakładkowej i podwieszanej. Wyniki modelowania teoretycznego bazujące na mieszanym polowo-obwodowym podejściu bardzo dobrze korelują z parametrami zrealizowanych praktycznie układów. Uzyskane rezultaty wskazują na precyzję zastosowanych narzędzi projektowych oraz praktyczną użyteczność analizowanych elementów do konstrukcji zintegrowanych układów zasilania szyszek antenowych.

Słowa kluczowe: Szyki antenowe, dzielniki mocy, zintegrowane układy zasilania

LISTA RECENZENTÓW KWARTALNIKA ELEKTRONIKI I TELEKOMUNIKACJI

Dr inż. Jaro~~s~~ław Arabas
Politechnika Warszawska,
Instytut Telekomunikacji

Doc. dr inż. Zenon Baran
Politechnika Warszawska,
Instytut Telekomunikacji

Prof. dr hab. inż. Jerzy Baranowski
Politechnika Warszawska,
Instytut Podstaw Elektroniki

Prof. dr hab. inż. Daniel Józef Bem
czł. koresp. PAN
Politechnika Wrocławska,
Instytut Telekomunikacji i Akustyki

Dr hab. inż. Wojciech Burakowski
Politechnika Warszawska,
Instytut Telekomunikacji

em. Prof. dr hab. inż. Andrzej Czajkowski
Politechnika Łódzka,
Instytut Automatyki

Dr hab. inż. Zbigniew Czyż
Prof. w Przemysłowym Instytucie Telekomunikacji

Dr hab. inż. Andrzej M. Dąbrowski
Politechnika Warszawska,
Instytut Telekomunikacji

Dr hab. inż. Janusz Dobrogowski
Prof. w Politechnice Poznańskiej,
Instytut Elektroniki i Telekomunikacji

Prof. dr hab. inż. Janusz Dobrowolski
Politechnika Warszawska,
Instytut Podstaw Elektroniki

Dr inż. Przemysław Dymarski
Politechnika Warszawska,
Instytut Telekomunikacji

Prof. dr hab. inż. Adam Fiok
Politechnika Warszawska,
Instytut Radioelektroniki

Prof. dr hab. inż. Anatol Gosiewski
Politechnika Warszawska,
Instytut Automatyki i Informatyki Stosowanej

Prof. dr hab. inż. Krzysztof Grabowski
Politechnika Gdańska,
Katedra Techniki Mikrofalowej
i Telekomunikacji Optycznej

Dr inż. Antoni Grzanka
Politechnika Warszawska,
Instytut Podstaw Elektroniki

Dr hab. inż. Wojciech Gwarek
Prof. w Politechnice Warszawskiej,
Instytut Radioelektroniki

emer. Prof. Dr inż. Jan Hennel
Politechnika Warszawska,
Instytut Mikro- i Optoelektroniki

Prof. dr hab. inż. Krzysztof Holejko
Politechnika Warszawska,
Instytut Telekomunikacji

Prof. dr hab. inż. Ryszard Jachowicz
Politechnika Warszawska,
Instytut Podstaw Elektroniki

Dr inż. Dariusz Janecki
Politechnika Świętokrzyska,
Instytut Technologii Elektronowej

Dr hab. inż. Włodzimierz Janke
Prof. w WSI, Koszalin
Katedra Elementów i Miernictwa Elektrycznego

Prof. dr hab. inż. Janusz M. Jaworski
Politechnika Warszawska,
Instytut Elektrotechniki Teoretycznej
i Miernictwa Elektrycznego

Prof. dr hab. inż. Romuald Józwicki
Politechnika Warszawska,
Instytut Mikromechaniki i Fotoniki

Prof. dr inż. Zbigniew Kaczkowski
Polska Akademia Nauk,
Instytut Fizyki, Warszawa

Dr hab. inż. Andrzej Kasprzak
Politechnika Wrocławska,
Instytut Sterowania i Techniki Systemów

Dr inż. Jerzy Kęsik
Politechnika Warszawska,
Instytut Mikro- i Optoelektroniki

Prof. dr hab. inż. Jerzy Klamka
Instytut Technologii
Elektronowej, Warszawa

Dr inż. *Paweł Kliś*
Instytut Łączności, Warszawa

Prof. dr hab. inż. *Andrzej Kobus*
Instytut Technologii
Elektronowej, Warszawa

Dr hab. inż. *Adam Kowalewski*
Akademia Górniczo-Hutnicza,
Katedra Automatyki, Kraków

Mgr inż. *Franciszek Kotz*
Instytut Łączności, Warszawa

Dr inż. *Zdzisław Kozłowski*
Politechnika Warszawska,
Instytut Radioelektroniki

Prof. dr hab. inż. *Czesław Królikowski*
Politechnika Poznańska,
Instytut Elektroenergetyki

Dr hab. inż. *Andrzej Kraśniewski*
Prof. w Politechnice Warszawskiej,
Instytut Telekomunikacji

Doc. dr hab. inż. *Jerzy Kruszewski*
Politechnika Warszawska,
Instytut Mikro- i Optoelektroniki

Prof. dr hab. *Adam Kujawski*
Politechnika Warszawska,
Instytut Fizyki

Prof. dr hab. inż. *Juliusz Lech Kulikowski*
Polska Akademia Nauk, Warszawa,
Instytut Biocybernetyki
i Inżynierii Biomedycznej

Dr inż. *Anna Lewińska-Romicka*
Politechnika Warszawska,
Centrum Uczelniano-Przemysłowe Metrologii
i Systemów Pomiarowych

Dr inż. *Zbigniew Lisik*
Politechnika Łódzka,
Instytut Elektroniki

Prof. dr hab. inż. *Józef Lubacz*
Politechnika Warszawska,
Instytut Telekomunikacji

Prof. dr inż. *Jerzy Luciński*
Politechnika Łódzka,
Instytut Elektroniki

Prof. dr hab. inż. *Tadeusz Luba*
Politechnika Warszawska,
Instytut Telekomunikacji

Prof. dr hab. inż. *Jerzy Majewski*
Wyższa Szkoła Morska, Gdynia,
Wydział Elektryczny

Prof. dr inż. *Władysław Majewski*
Politechnika Warszawska,
Instytut Telekomunikacji

Dr hab. inż. *Bogdan Majkusiak*
Prof. w Politechnice Warszawskiej,
Instytut Mikro- i Optoelektroniki

Prof. dr hab. inż. *Jan Malachowski*
Wojskowa Akademia Techniczna,
Instytut Fizyki Technicznej, Warszawa

Dr hab. inż. *Andrzej Milewski*
Instytut Tele- i Radiotechniczny,
Warszawa

Prof. dr hab. inż. *Bogdan Mrozwiewicz*
Instytut Technologii Elektronowej,
Warszawa

Prof. dr hab. inż. *Jan Muławka*
Politechnika Warszawska,
Instytut Podstaw Elektroniki

Prof. dr hab. inż. *Andrzej Napieralski*
Politechnika Łódzka,
Instytut Elektroniki

Doc. dr inż. *Czesław Norek*
Instytut Tele- i Radiotechniczny,
Warszawa

Prof. dr hab. inż. *Stanisław Nowak*
Akademia Górniczo-Hutnicza, Kraków

Dr inż. *Jan Ogrodzki*
Politechnika Warszawska,
Instytut Podstaw Elektroniki

Mgr inż. *Aleksander Orłowski*
Instytut Łączności, Warszawa

Prof. dr inż. *Jerzy Osowski*
Politechnika Warszawska,
Instytut Podstaw Elektroniki

Dr inż. *Andrzej Pacut*
Politechnika Warszawska,
Instytut Automatyki
i Informatyki Stosowanej

Prof. dr hab. inż. *Władysław Paszek*
Politechnika Warszawska,
Instytut Maszyn i Urządzeń Elektrycznych

Dr inż. *Andrzej Pfitzner*
Politechnika Warszawska,
Instytut Mikro- i Optoelektroniki

Prof. dr hab. inż. *Marian S. Piekarski*
Politechnika Wrocławska,
Instytut Telekomunikacji i Akustyki

Prof. dr hab. inż. *Jan Purczyński*
Politechnika Szczecińska,
Instytut Elektroniki i Informatyki

Doc. dr inż. *Olgiard Przesmycki*
Politechnika Warszawska,
Instytut Telekomunikacji

Dr hab. inż. *Roman Rykaczewski*
Politechnika Gdańska,
Katedra Systemów Informacyjnych

Dr inż. *Franciszek Seredyński*
Polska Akademia Nauk, Warszawa
Instytut Podstaw Informatyki

Prof. dr inż. *Stanisław Sławiński*
Politechnika Warszawska,
Instytut Telekomunikacji

Prof. dr hab. inż. *Stanisław Skoczowski*
Politechnika Szczecińska,
Instytut Automatyki Przemysłowej

Dr inż. *Jerzy Skwarczyński*
Akademia Górniczo-Hutnicza, Kraków,
Instytut Maszyn i Sterowania Układów
Elektroenergetycznych

Prof. dr hab. inż. *Tadeusz Sobczyk*
Akademia Górniczo-Hutnicza, Kraków
Instytut Maszyn i Sterowania Układów
Elektroenergetycznych

Prof. dr hab. inż. *Marek Stabrowski*
Politechnika Warszawska,
Instytut Elektrotechniki Teoretycznej
i Miernictwa Elektrycznego

Dr inż. *Jerzy Szabat*
Politechnika Warszawska,
Instytut Podstaw Elektroniki

Prof. dr hab. inż. *Mieczysław Szustakowski*
Wojskowa Akademia Techniczna,
Warszawa
Instytut Fizyki Technicznej

Dr inż. *Tadeusz Świderski*
Wojskowy Instytut Łączności,
Zakład Radiokomunikacji, Zegrze

Prof. dr hab. inż. *Michał Tadeusiewicz*
Politechnika Łódzka,
Instytut Elektrotechniki,
Metrologii i Materiałoznawstwa

Dr hab. inż. *Krzysztof Wesolowski*
Prof. w Politechnice Poznańskiej,
Instytut Elektroniki i Telekomunikacji

Dr hab. inż. *Tadeusz Więckowski*
Politechnika Wrocławska,
Instytut Telekomunikacji i Akustyki

Dr hab. inż. *Jacek Wojciechowski*
Prof. w Politechnice Warszawskiej,
Instytut Podstaw Elektroniki

Dr hab. inż. *Tomasz Woliński*
Politechnika Warszawska,
Instytut Fizyki

Dr inż. *Włodzimierz Wolski*
Politechnika Wrocławska,
Instytut Telekomunikacji i Akustyki

Dr hab. inż. *Andrzej Wojtkiewicz*
Prof. w Politechnice Warszawskiej,
Instytut Podstaw Elektroniki

Dr inż. *Kornel B. Wydro*
Politechnika Warszawska,
Instytut Automatyki
i Informatyki Stosowanej

Prof. dr hab. inż. *Jan Zabrodzki*
Politechnika Warszawska,
Instytut Informatyki

Dr inż. *Krzysztof Zamłyński*
Politechnika Warszawska,
Instytut Podstaw Elektroniki

Dr inż. *Bogdan Zbierchowski*
Politechnika Warszawska,
Instytut Telekomunikacji

Dr inż. *Piotr Zwierko*
Politechnika Warszawska,
Instytut Telekomunikacji



SPIS TREŚCI

A. Kos: Przegląd prac dotyczących analizy termicznej i optymalizacji układów elektronicznych .	365
B. Seroczyńska-Wojas, J. Wojaś: Fotodetekcja fioletu i bliskiego nadfioletu w kryształach CdF_2	377
J. Kęsik, P. Warda, W. Woliński: Analiza zjawiska przepompowywania gazu w laserze argonowym z ceramiczno-metalową rurą wyładowczą	391
A. Mossakowska-Wyszyńska: Zagadnienia dynamicznej pracy falowodowych laserów z rozłożonym sprzężeniem zwrotnym	405
A.Z. Abdalla, B.J. Janiczak, J. Mazur: O modelowaniu kierunkowych układów zasilających zintegrowane szyki antenowe	437
Lista Recenzentów Kwartalnika Elektroniki i Telekomunikacji	443
Roczny Spis Treści	
Informacje dla Autorów	

CONTENTS

A. Kos: Review of works on thermal analysis and optimisation of microcircuits	365
B. Seroczyńska-Wojas, J. Wojaś: The fotodetection of violet rediation and of longwave UV radiation in CdF_2 crystals	377
J. Kęsik, P. Warda, W. Woliński: The analyse of gas pumping effect in ion argon laser with metal-ceramic discharge tube	391
A. Mossakowska-Wyszyńska: Dynamic operation of waveguide distributed feedback lasers . . .	405
A.Z. Abdalla, B.J. Janiczak, J. Mazur: On the modelling of cuality directional components for integrated phesed-array system	437
The list of the Reviewers of „Electronics and Telecommunications Quarterly”	443
Year Contents of „Electronics and Telecommunications Quarterly”	
Informations for the Authors	

KWARTALNIK ELEKTRONIKI I TELEKOMUNIKACJI

T. 42 Z. 4 (1996)

Czasopismo jest przeznaczone dla specjalistów oraz studentów zajmujących się tematyką dotyczącą podstaw teoretycznych i zastosowań z zakresu elektroniki, telekomunikacji, mikroelektroniki, optoelektroniki, radiotechniki i elektroniki medycznej.

W bieżącym zeszycie publikowany jest artykuł dotyczący analizy zjawiska przepompowywania gazu w laserze argonowym wywołanego przepływem prądu. Opisano prace eksperymentalne, które potwierdzone analizą teoretyczną udowodniły, że duży wpływ na kierunek i wielkość pompowania ma sposób umieszczenia elementów metalowych w ceramicznej rurze wyladowczej lasera. Pozostałe artykuły dotyczą: przeglądu prac dotyczących analizy termicznej i optymalizacji układów elektronicznych oraz zagadnień dynamicznej pracy falowodowych laserów z rozłożonym sprzężeniem zwrotnym. W tym artykule zaprezentowano wpływ efektów nieliniowych związanych z nasyceniem wzmocnienia oraz efektów falowodowych na drgania relaksacyjne i pasmo modulacji w laserach z rozłożonym sprzężeniem zwrotnym.

Ponadto zamieszczony jest artykuł opisujący elektryczne i fotoelektryczne właściwości CdF_2 w bardzo szerokim zakresie rezystancji. Podano charakterystyki fotoemisji zewnętrznej.

Zeszyt uzupełnia komunikat z prac prowadzonych w Katedrze Techniki Mikrofalowej i Telekomunikacji Optycznej w Politechnice Gdańskiej.

INFORMACJE DLA AUTORÓW

Redakcja przyjmuje do publikowania prace oryginalne, przeglądowe i monograficzne w języku angielskim lub polskim, wchodzące w zakres szeroko pojętej elektroniki. Ponieważ KWARTALNIK ELEKTRONIKI I TELEKOMUNIKACJI jest czasopismem Komitetu Elektroniki i Telekomunikacji Polskiej Akademii Nauk, w związku z tym na jego łamach znajdują się prace naukowe dotyczące podstaw teoretycznych i zastosowań z zakresu elektroniki, telekomunikacji, mikroelektroniki, optoelektroniki, radiotechniki i elektroniki medycznej.

Artykuły powinny charakteryzować oryginalne ujęcie zagadnienia, własna klasyfikacja, krytyczna ocena (teorii lub metod, omówienie aktualnego stanu, lub postępu danej gałęzi techniki oraz omówienie perspektyw rozwojowych).

Artykuły publikowane w innych czasopismach nie mogą być kierowane do druku w Kwartalniku Elektroniki i Telekomunikacji w drugiej kolejności zgłoszenia.

Objętość artykułu nie powinna przekraczać 30 stron po około 1800 znaków na stronie.

Wymagania podstawowe: Artykuły należy nadsyłać w maszynopisie pisany jednostronnie lub na wyraźnym czarno-białym wydruku komputerowym, w 2 egzemplarzach, w języku polskim lub angielskim wybranym przez autora. Tekst artykułu musi być poprzedzony tytułem pracy, imieniem i nazwiskiem Autora wraz z podaniem miejsca jego pracy. Wszystkie strony muszą mieć numerację ciągłą.

Sposób pisania tekstu: Tekst powinien być pisany bez używania wyróżnień, a w szczególności nie dopuszcza się spacjiowania, podkreślania i pisania tekstu dużymi literami z wyjątkiem wyrazów, które umownie pisze się dużymi literami (np. FORTRAN). Proponowane wyróżnienia Autor może zaznaczyć w maszynopisie zwykłym ołówkiem za pomocą przyjętych znaków adiustacyjnych) np. podkreślenie linią przerywaną oznacza spacjiowanie (rozstrzelenie), podkreślenie linią ciągłą — pogrubienie, podkreślenie wężykiem — kursywa. Tekst powinien być napisany z podwójnym odstępem między wierszami, tytuły i podtytuły małymi literami. Marginesy z każdej strony powinny mieć około 35 mm. Przy podziale pracy na rozdziały i podrozdziały cyfrowe ich oznaczenia nie powinny być większe niż III stopnia (np. 4.1.1).

Sposób pisania tablic: Tablice powinny być pisane na oddzielnych stronach. Tytuły rubryk pionowych i poziomych powinny być napisane małymi literami z podwójnym odstępem między wierszami. Przypisy (notki) dotyczące tablic należy pisać bezpośrednio pod tablicą. Tablice należy numerować kolejno liczbami arabskimi, u góry każdej tablicy podać tytuł. Tablice umieścić na końcu maszynopisu. Przyjmowane są tablice algorytmów i programy na wydrukach komputerowych. W tym przypadku zachowany jest ich oryginalny układ.

Sposób pisania wzorów matematycznych: Rozmieszczenie znaków, cyfr, liter i odstępów powinno być zbliżone do rozmieszczenia elementów druku. Wskaźniki i wykładniki potęg powinny być napisane wyraźnie i być prawidłowo obniżone lub podwyższone w stosunku do linii wiersza podstawowego. Znaki nad literami i cyframi, całkami i in. symbolami (strzałki, linie, kropki, daszki) powinny być umieszczone dokładnie nad tymi elementami, do których się odnoszą. Numery wzorów cyframi arabskimi powinny być kolejne i umieszczone w nawiasach okrągłych z prawej strony. Nazwy jednostek, symbole literowe i graficzne powinny być zgodne z wytycznymi IEE (International Electrotechnical Commission) oraz ISO (International Organization of Standardization).

Powołania: Powołania na publikacje powinny być umieszczone na ostatnich stronach tekstu pod tytułem „Bibliografia”, opatrzone numeracją kolejną bez nawiasów. Numeracja ta powinna być zgodna z odnośnikami w treści artykułu. Przykłady opisu publikacji:

- periodycznej: F. Valdoni: A new millimetre wave satellite, E.T.T. 1990, vol. 2, nr 5, p. 553
- nieperiodycznej: K. Andersen: A resource allocation framework. XVI International symposium. Stockholm (Sweden), May 1991, paper A2.4

— książki: Y.P. Tvidis: Operation and modelling of the MOS transistors. Mc Graw-Hill, New York 1987, p. 141—148

Materiał ilustracyjny: Rysunki powinny być wykonane wyraźnie, na papierze gładkim, lub milimetrowym w formacie nie mniejszym niż 9×12 cm. Mogą być także w postaci wydruku komputerowego. Fotografie lub diapozytywy przyjmowane są czarno-białe lub kolorowe w formacie nie przekraczającym 10×15 cm. Na marginesie każdego rysunku i na odwrocie fotografii powinno być napisane ołówkiem imię i nazwisko. Spis podpisów pod rysunki i fotografie powinien być umieszczony na oddzielnej stronie.

Streszczenia: Do każdego artykułu musi być dołączone streszczenie z tytułem artykułu. Streszczenia (Summary) muszą być w języku polskim i angielskim. Streszczenie powinno wyjaśniać główny cel pracy, wskazywać korzyści i ograniczenia, możliwe zastosowania i zalecenia dla dalszego rozwoju danej gałęzi techniki. Objętość streszczenia nie powinna przekraczać 100 słów, a jego treść nie może być identyczna ze „Wstępem”, lub „Zakończeniem”. Pod streszczeniami powinny być podane słowa kluczowe.

Autorowi przysługuje bezpłatnie 20 odbitek artykułu. Dodatkowe egzemplarze odbitek, lub cały zeszyt Autor może zamówić u wydawcy na własny koszt.

Autora obowiązuje korekta autorska, którą powinien wykonać w ciągu 3 dni od daty otrzymania tekstu z Redakcji i zwrócić osobiście, lub listownie pod adresem Redakcji. Korekta powinna być naniesiona na przekazanych Autorowi szpaltach na marginesach ew. na osobnym arkuszu w przypadku uzupełnień tekstu większych niż dwa wiersze. W przypadku nie zwrócenia korekty w terminie, korektę przeprowadza Redakcja Techniczna Wydawcy.

Redakcja prosi Autorów o powiadomienie ją o zmianie miejsca pracy i adresu prywatnego.

POLSKA AKADEMIA NAUK
KOMITET ELEKTRONIKI I TELEKOMUNIKACJI

KWARTALNIK
ELEKTRONIKI I TELEKOMUNIKACJI

ELECTRONICS AND
TELECOMMUNICATIONS
QUARTERLY

SPIS TREŚCI DO TOMU 42

WYDAWNICTWO NAUKOWE PWN
WARSZAWA 1997

SPIS TREŚCI DO TOMU 42 — 1996

Nr 1

Od redakcji	3
Z. Krasinski, A. Majewski, T. Hinata: Zagadnienie brzegowe dla pól elektromagnetycznych w geometrii eliptycznej	7
A. Borys: Estymacja czasu opóźnienia	19
J. Halawa, A. Trzmielak-Stanisławska: Uwagi dotyczące modelu uproszczonego za pomocą wielomianów Chebyshev'a	39
M. Gotfryd: Ogólna analiza pracy układu impulsowego do korekcji współczynnika mocy	47
A. Lewińska-Romicka, W. Szachnowski: Problemy nieniszczących badań metodami magnetyczną i prądów wirowych połączeń spawanych w konstrukcjach lotniczych	59

Nr 2

J. Zarębski: Elektrotermiczne wielkosygnałowe modele wybranych elementów półprzewodnikowych	93
P. Wolański: Specyfikacja i symulacja ASM w języku VHDL	129
J. Zarębski: Analiza elektrotermicznych stanów przejściowych w układach elektronicznych	145
Z. Koziel: Interpolacja temperatury w modelach wielowymiarowych metodą odwzorowania funkcji wielu zmiennych w odcinek prostej	171
S. Rosłonec, Tahar Habib: Dwudiodowy, mikrofalowy filtr kierunkowy	195
Z. Lisik: Rozwój konstrukcji tranzystorów IGTB	207
D. Czekaj, Z. Surowiak, A.V. Gorish, A.A. Kurpienko, A.E. Panich: Matematyczny model wielowarstwowego czujnika piezoceramicznego	227
M. Węgrzyn: Implementacja współbieżnych kontrolerów cyfrowych z wykorzystaniem PLD	235
M.S. Makhoul: Modulacja częstotliwości optycznej dla optycznych systemów z modulacją podnośnych	253

Nr 3

S. Koziel: Niejednorodne i niestacjonarne operatory mutacji w optymalizacji numerycznej przy użyciu algorytmów genetycznych	273
J. Wojas, B. Seroczyńska-Wojas: Doświadczalne określenie zagięcia pasm przy powierzchni półprzewodnika	287
K. Wawryn: Układowe realizacje prądowych sztucznych sieci neuronowych	295

A. Borys: Model idealny dla szacowania czasu opóźnienia w technice pomiarowej przepływów .	325
A. Walczak, A. Kieżun, E. Nowinowski-Kruszelnicki, L.R. Jaroszewicz: Zastosowanie światłowodu planarnego do pomiarów właściwości warstw ciekłokrystalicznych .	335
B. Wołczak: Nowe aspekty detekcji krawędzi obrazów i mikrometrii laserowej .	343

Nr 4

A. Kos: Przegląd prac dotyczących analizy termicznej i optymalizacji układów elektronicznych .	365
B. Seroczyńska-Wojas, J. Wojas: Fotodetekcja fioletu i bliskiego nadfioletu w kryształach CdF_2 .	377
J. Kęsik, P. Warda, W. Woliński: Analiza zjawiska przepompowywania gazu w laserze argonowym z ceramiczno-metalową rurą wyladowczą .	391
A. Mossakowska-Wyszyńska: Zagadnienia dynamicznej pracy falowodowych laserów z rozłożonym sprzężeniem zwrotnym .	405
A.Z. Abdalla, B.J. Janiczak, J. Mazur: O modelowaniu kierunkowych układów zasilających zintegrowane szyki antenowe .	437
Lista Recenzentów Kwartalnika Elektroniki i Telekomunikacji .	443
Roczny Spis Treści .	
Informacje dla Autorów .	

CONTENTS

Nr 1

From redaction .	3
Z. Krasieński, A. Majewski, T. Hinata: Boundary value problems for the electromagnetic fields in elliptical geometry .	7
A. Borys: Model-based time-delay estimation .	19
J. Halawa, A. Trzmielak-Stanisławska: A note on determination of simplified models by means of the Chebyshev polynomials .	39
M. Gotfryd: General analysis of pulse circuit for power factor correction .	47
A. Lewińska-Romicka, W. Szachnowski: Problems of the nondestructive magnetic particle and Eddy current testing of welded joints in aircraft structures .	59

Nr 2

J. Zarębski: Electrothermal large-signal models of selected semiconductor devices .	93
P. Wolański: VHDL specification and simulation of algorithmic state machine .	129
J. Zarębski: Analysis of electrothermal transients in electronics circuits .	145
S. Kozieł: Interpolation of temperature in multidimensional models by transformation of multi-variable functions into line segment .	171
S. Rośłonec, T. Habib: Two PIN diode microwave directional filter .	195
Z. Lisik: Development of IGBT transistors design .	207
D. Czekaj, Z. Surowiak, A.V. Golrsh, A. Kurpienko, A.E. Panich: Mathematical model of the multilayered piezoelectric sensor .	227

M. Węgrzyn: PLD-based implementation of concurrent controllers	235
M.S. Makhoul: Optical frequency modulation for coherent optical subcarrier multiplexing transmission	253

Nr 3

S. Kozieł: Non-uniform and non-stationary mutation in numerical optimization using genetic algorithm	273
J. Wojas, B. Seroczyńska-Wojas: Experimental determination of the band bending the surface of semiconductors	287
K. Wawryn: Current mode artificial neural networks	295
A. Borys: Ideal model for time delay estimation in the measuring technique transit time correlation	325
A. Walczak, A. Kieżun, E. Nowinowski-Kruszelnicki, L.R. Jaroszewicz: Application of planar waveguide technique to investigation of liquid crystals	335
B. Wołczak: The new aspects — antinomies — of edge detection in images and laser micrometry	343

Nr 4

A. Kos: Review of works on thermal analysis and optimisation of microcircuits	365
B. Seroczyńska-Wojas, J. Wojas: The fotodetection of violet radiation and of longwave UV-radiation in CdF_2 crystal	377
J. Kęsik, P. Warda, W. Woliński: The analyse of gas pumping effect in ion argon laser with metal-ceramic discharge tube	391
A. Mossakowska-Wyszyńska: Dynamic operation of waveguide distributed feedback lasers ...	405
A.Z. Abdalla, B.J. Janiczak, J. Mazur: On the modelling of quality directional components for integrated phased-array system	437
The list of the Reviewers of „Electronics and Telecommunications Quarterly”	
Year Contents of „Electronics and Telecommunications Quarterly”	
Informations for the Authors	

Subscription for external subscribers:

The promotional subscription price in 1996 is \$ 90 including postage for institutions. Subscriptions should be sent to the publisher, Polish Scientific Publishers PWN Ltd, Journal Division, Miodowa 10, 00-250 Warsaw, POLAND, fax (48) (22) 260950, (48) (22) 26 71 63, with a copy by fast to Electronics and Telecommunications Quarterly 00-665 Warsaw, ul. Nowowiejska 15/19, p. 470. Subscription is occupied after showing a checque or transfer documents. Our bank account is as follows: Bank account: PBK VIII O/Warszawa nr 370028-1052. At subscriber's request this journal will be air mailed at additional postage of 50% gross price to European countries and 65% overseas.

Subscription orders available through the local press distribution or through the Foreign Trade Enterprise ARS Polona, 00-068 Warszawa, Krakowskie Przedmieście 7, Poland.

Ruch S.A. fulfils foreign customers orders, starting from any issue in the calendar year. tel. (48) (22) 620 120 39; fax (48) (22) 620 17 62.

Kwartalnik Elektroniki i Telekomunikacji

WARUNKI PRENUMERATY

Wpłaty na prenumeratę przyjmowane są na okresy roczne

Na teren kraju prenumeratę przyjmują jednostki kolportażowe RUCH S.A., i wszystkie urzędy pocztowe właściwe dla miejsca zamieszkania lub siedziby prenumeratora oraz doręczyciele w miejscowościach, gdzie dostęp do urzędu jest utrudniony, a także Zakład Kolportażu Wydawnictwa SIGMA-NOT

Termin przyjmowania przez RUCH S.A. prenumeraty krajowej i na zagranicę oraz przez Poczta Polską (tylko prenumerata krajowa) są kwartalne: do 20 XI na I kw., do 20 II na II kw., do 20 V na III kw., i do 20 VIII na IV kw.

Zakład Kolportażu Wydawnictwa SIGMA-NOT przyjmuje prenumeratę do 5 XII roku poprzedzającego

Dostawa zamówionej prasy następuje w sposób uzgodniony z zamawiającym, pod wskazanym adresem, w ramach opłacanej prenumeraty.

Adresy przedsiębiorstw kolportażowych i ich konta bankowe:

Zakład Kolportażu Wydawnictwa SIGMA-NOT, 00-716 Warszawa, ul. Bartycka 20, skr. poczt. 1004

Konto PBK S.A. III Oddział Warszawa nr 370015-1573-2720-3-67

Prenumerata ze zleceniem wysyłki za granicę jest dwukrotnie wyższa od ceny krajowej. Zlecający powinien podać dokładny adres odbiorcy. Dodatkowe informacje można otrzymać pod nr telefonu 49-30-86 lub 40-00-21 wew. 249, 295, 299.

Ruch S.A. Oddział Krajowej Dystrybucji Prasy, 00-958 Warszawa, ul. Towarowa 28
Konto PBK S.A. XIII Oddział Warszawa nr 370044-16551-2700-1-06

Dostawa odbywa się pocztą zwykłą w ramach opłaconej prenumeraty, z wyjątkiem zlecenia dostawy pocztą lotniczą, której koszt w pełni pokrywa zleceniodawca.

Prenumerata ze zleceniem dostawy za granicę jest o 100% wyższa od krajowej. Od osób lub instytucji, zamieszkałych lub mieszkających się w miejscowościach, w których nie ma jednostek kolportażowych RUCH prenumeratę Kwartalnika można zamówić w Oddziale Warszawskim RUCH na konto: PBK S.A. XIII Oddział Warszawa, nr 370044-16551-2700-1-06.

Bieżące numery można nabyć w **Księgarni Wydawnictwa Naukowego PWN**, ul. Miodowa 10, 00-251 Warszawa. Również można je nabyć, a także zamówić (przesyłka za zaliczeniem pocztowym) we **Wzorcowni Ośrodka Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych PAN**, Pałac Kultury i Nauki, 00-901 Warszawa w cenie podanej na okładce kwartalnika.

W roku 1997

prenumerata roczna w kraju

34,00 zł

prenumerata roczna

90 \$ USA