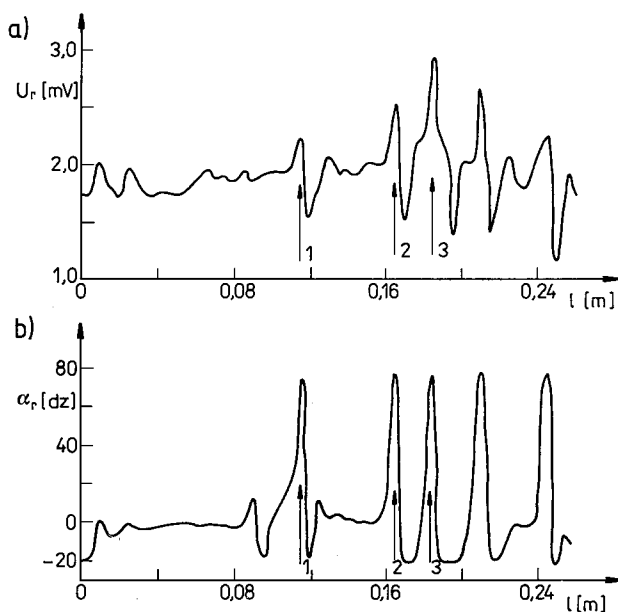


ma styczności z żadną z krawędzi taśmy. Obserwuje się dendrytyczną strukturę złącza i przetopionego materiału, od którego oderwała się spoina.

Na rys. 11 pokazano wynik badań przetwornika w układzie różnicowym przy zastosowaniu amplitudowej (rys. 11a) i fazoczułej (rys. 11b) analizy jego sygnałów — jako przykład korelacji wady rur — napięcie wyjściowe przetwornika (wskazanie defektoskopu). Na osi odciętych odłożono długość badanej rury, w metrach, a na osi rzędnych — napięcie wyjściowe przetwornika, w miliwoltach (rys. 11a) lub wskazanie defektoskopu, w działkach. W przetworniku znajdowała się rura miedziana średnicy 16 mm i grubości ścianki 0,6 mm. Fotogramy zglądów metalograficznych trzech przekrojów tej rury przedstawiono na fot. 7c, fot. 8a i fot. 8b. Miejsca wykonania zglądów oznaczono na rys. 11 strzałkami — odpowiednio 1, 2 i 3.



Rys. 11. Wyniki badań przetwornika różnicowego a) amplitudowa analiza sygnałów przetwornika, b) fazoczuła analiza sygnałów przetwornika

Porównując wyniki badań przetwornika (różnicowego) może czytelnik wyrobić sobie pogląd odnośnie możliwości wykrywania różnych wad złącz — przy użyciu przetwornika wiroprowdowego przelotowego. Podkreślić należy, że uzyskanie jednoznacznej korelacji pomiędzy uzyskiwanymi sygnałami a wadami złącz rur jest obecnie niemożliwe. Wynika to z różnorodności wad makrostruktury, występujących w złączach rur oraz wad kształtu i rozmiarów złącz, jednoczesnej obecności kilku wad makrostruktury w jednym przekroju przy jednoczesnym występowaniu defektów kształtu i rozmiarów złącz oraz zmianach mikrostruktury złącz.

ZAKOŃCZENIE

Badania nad wykorzystaniem zjawiska prądów wirowych do nieniszczącej kontroli jakości złączy rur miedzianych i mosiężnych spawanych wzdłużnie pozwoliły na opracowanie i wykonanie opisanego tu defektoskopu, umożliwiającego kontrolę rur o średnicach w zakresie 6,5 mm do 18 mm, podczas procesu ich wytwarzania. Opracowany przetwornik wiroprowodowy (przelotowy) oraz (fazoczuły) układ elektroniczny analizy sygnałów przetwornika, po odpowiednim doborze parametrów kontroli, mogą znaleźć również zastosowanie do wykrywania wad rur, uzyskiwanych przy wykorzystaniu innych technologii — np. rur ciągnionych, a także do kontroli rur zainstalowanych (należałoby wówczas zastosować przetwornik wprowadzany do wnętrza rur) oraz do badania prętów i drutów.

W artykule niniejszym przedstawiono również istotne w defektoskopii wiroprowodowej — z zastosowaniem przetworników przelotowych zagadnienie obiektów wzorcowych.

Celowość i konieczność prowadzenia prac, w wyniku których powstał unikalny w skali kraju defektoskop, została potwierdzona na prezentowanych tutaj przykładach wad, występujących w złączach kontrolowanych rur. Wprowadzenie defektoskopu do procesu wytwarzania rur przyczyni się do poprawy ich jakości. Umożliwi rezygnację z zakupu analogicznych urządzeń w krajach drugiego obszaru płatniczego.

Opracowany defektoskop wiroprowodowy umożliwia kontrolę jednocześnieściową — odpowiednią do kontroli rur cienkościennych. W przypadku kontroli rur grubościennych należałoby zastosować penetrację dwuczęstotliwościową tak, aby możliwe było wykrywanie wad od strony ścianki zewnętrznej oraz wewnętrznej [9].

Konstrukcja przetworników przelotowych jest stosunkowo prosta. Kontrola z ich użyciem może być prowadzona przy dużych prędkościach przesuwu rur. Przetworniki przelotowe umożliwiają wykrywanie różnorodnych defektów obiektów o kształcie walca, lecz nie umożliwiają lokalizacji wad na ich obwodzie, ani też rozróżniania poszczególnych rodzajów wad. Rozwiązanie tego zagadnienia wymaga analizy „całkowitych” sygnałów wyjściowych przetworników wiroprowodowych przelotowych — na płaszczyźnie zmiennej zespolonej [20, 23, 41, 53, 79] a nie jak dotychczas, analizy napięcia o określonej, wybranej fazie. Prace w tym kierunku, zmierzające do opracowania metodyki rozpoznawania obrazów (wad), zostały podjęte przez autorkę.

BIBLIOGRAFIA

1. C. Adamski, Z. Bonderek, T. Piwowarczyk: *Mikrostruktury odlewniczych stopów miedzi i cynku*. Wyd. Śląsk, Katowice, 1972
2. *Atlas struktur i defektów swarnych trub*. oprac. Ju. M. Matwiejew, W. F. Popov, Ju. I. Pietrakov, K. G. Iserson, Mietałurgia, Moskwa, 1967
3. R. Becker, R. Holler: *Parameterentrennung bei der Wirbelstromprüfung von Rohren nach einem Mehrfrequenzverfahren*. Materialprüfung, 1974, Nr 12, s. 391—392
4. M. Boulanger, J. Dufayet, A. Samoel, B. Spriet, A. Stossel: *Automatic nondestructive testing system for thin tubes*. Materials Evaluation, 1974, Nr 1, s. 18—24

5. T. Busse, N. Beyer: *Pulsed eddy current inspection of thin — walled reactor fuel tubing*. Materials Evaluation, 1970, Nr 10, s. 228—236
6. V.S. Cecco: *Design and specifications of a high saturation absolute eddy current probe with internal reference*. Materials Evaluation, 1979, Nr 13, s. 51—58
7. M. Cousin: *An on-line eddy current system for the quality evaluation of hot rods*. Materials Evaluation, 1985, Nr 13, s. 1649—1654
8. M. Curati, S. Gabbicini, F. Giovanelli: *Eddy current examination of the tubing of power plant feedwater preheaters*. 3rd European Conference on Nondestructive Testing. Firenze 1984, Conference Proceedings, t. 2, s. 89—89/10
9. T.J. Davis: *Multifrequency eddy current inspection with continuous wave methods*. Materials Evaluation, 1980, Nr 11, s. 62—68
10. V. Deniskin, L.J. Trachtenberg, V.G. Viachorev: *O mnogoparametrowom kontrole izdelij metodom vichrevykh tokov*. Defektoskopija, 1967, Nr 3, s. 13—22
11. K. Dydyński, M. Dźwiarek, A. Lewińska-Romicka, S. Piskorski: *Defektoskop do badania elementów niemagnetycznych*. Patent PRL Nr 145699, 1984-06-18
12. F. Förster: *Sensitive eddy current testing of tubes for defects on the inner and outer surfaces*. Non-Destructive testing, 1974, Nr 2, s. 28—36
13. H.L. Garbarino, H.N. Nerwin: *Progress in technology and equipment for eddy current inspection*, Nondestructive testing, 1959, Nr 4, s. 229—234
14. V.G. Gerasimov: *Cuvstvitelnost' prochodnykh datčikov pri kontrole parametrov mnogoslojnykh cilindričeskikh izdelij*, Defektoskopja, 1969, Nr 3, s. 82—92
15. V.G. Gerasimov, E.D. Solomencov, W.W. Suchorukov: *Pribliżennyj metod razčeta wieličin signalow vichretokovykh defektoskopov z prochodnymi datčikami*, Defektoskopija, 1967, Nr 4, s. 42—46
16. J. Hallet, G. Van Drunen, V. Cecco: *An eddy current probe for separating defect from resistivity variations in zirconium alloy tubes* — Materials Evaluation, 1984, Nr 10, s. 1276—1280
17. H. Heptner, H. Stroppe: *Magnetyczne i indukcyjne badania metali*, Wyd. Śląsk, Katowice, 1972
18. B. Hochschild: *Electromagnetic testing of tubing: standardization of specifications and test methods*, Nondestructive Testing, 1958, Nr 6, 495—499
19. B. Holler: *Separation of parameters in the eddy current testing of tubes using a multifrequency technique*, Materialprüfung, 1974, Nr 12, s. 391—392
20. D. Horne, S. Udpa, W. Lord: *Superposition of eddy current probe signals*. Materials Evaluation, 1984, Nr 6, s. 930—933
21. H.E. Houserman, L.T. Lamb: *Eddy current testing using digital technology*, XI World Congress on NDT, Las Vegas, St. Zjedn., Proceedings, t. I, s. 234—238
22. G.L. Hower, R.G. Olsen, L.D. Philips, J.E. Staley: *A method for predicting the response of three — dimensional defects in eddy current NDE*. Materials Evaluation, 1982, Nr 13 s. 1362—1366
23. N. Ida, R. Palanisamy, W. Lord: *Eddy current probe design using finite element analysis*. Materials Evaluation, 1983, Nr 12, s. 1389—1394
24. T. Judd, *Orbitest for round tubes*. Materials Evaluation, 1970, Nr 1, s. 8—12
25. A. Julier: *Recent developments in the eddy current examination of air conditioner tubing*, Materials Evaluation, 1985, Nr 13, s. 1655—1659
26. L.K. Komogorcev, A.P. Kostenko, V.G. Mazajev, V.K. Popov, Ju.O. Šlepnev: *Vichretokovaja ustanovka dla kontrola trub i prutkow*. Defektoskopija, 1976, Nr 3, s. 7—14
27. G.D. Lassahm: *A comparison of three types of eddy current systems*. Materials Evaluation, 1974, Nr 9, s. 187—192
28. A. Lewińska-Romicka: *Badania nieniszczące drutów i prętów metalowych metodą prądów wirowych*, monografia Centrum Uczelniano-Przemysłowe Metrologii i Systemów Pomiarowych Politechniki Warszawskiej, 1985
29. A. Lewińska-Romicka, S. Piskorski: *Badania prętów stalowych defektoskopami wiroprowodowymi DW-21, DW-23*. XV Krajowa Konferencja Badań Nieniszczących, Rynia 1986, Materiały Konferencji, s. 277—282
30. A. Lewińska-Romicka: *Devices for eddy-currents testing of cracks in steel wires and bars*. 3rd

- European Conference on Nondestructive Testing, Firenze, 1984, Conference Proceedings, t. 4, s. 100—109
31. A. Lewińska-Romicka: *Eddy current wire crack detectors*. XXXI Annual Gathering JUREMA, Zagreb — Plitvicka Jezera, 1986, Jurema Proceedings, t. 3, s. 53—56
32. A. Lewińska-Romicka: *Eddy current method in bar and wire inspection*. XI World Congress IMEKO, Houston, USA, 1988, Proceedings of the 11th IMEKO Congress, t. 4, s. 415—422
33. A. Lewińska-Romicka: *Nieniszczące wykrywanie defektów drutów i prętów niemagnetycznych i magnetycznych metodą prądów wirowych*. Aparatura Naukowa i Dydaktyczna, 1984, Nr 3, s. 11—16
34. A. Lewińska-Romicka: *Nieniszczące wiroprowdowe badania rur niemagnetycznych spawanych*. Sympozjum Metrologia'89 „Metrologia wielkości mechanicznych i kontrola jakości produkcji”. Materiały konferencji, s. 484—491
35. A. Lewińska-Romicka: *Problemy nieniszczących badań rur niemagnetycznych metodą prądów wirowych*, Rozprawy Elektrotechniczne, 1986, Nr 3, s. 801—812
36. A. Lewińska-Romicka: *Przetwornik wiroprowdowy do kontroli rur spawanych z materiałów nieferromagnetycznych*, Sympozjum Metrologia'86 — Metrologia wielkości mechanicznych i kontrola jakości produkcji, Warszawa, 1986, Referaty i Komunikaty, t. II, s. 334—343
37. A. Lewińska-Romicka: *Przetworniki wiroprowdowe do nieniszczących badań rur niemagnetycznych metodą prądów wirowych*, Rozprawy Elektrotechniczne 1988, Nr 3, s. 863—897
38. A. Lewińska-Romicka: *Transducers for the eddy currents testing of cracks in steel wires and bars*. XXX Annual Gathering JUREMA, Zagreb-Tuheljske Toplice, 1985, Jurema Proceedings, t. 2, s. 17—21
39. A. Lewińska-Romicka: *Transducers for nondestructive examination of welded tubes seam*. XXXII Annual Gathering JUREMA, Zagreb — Tuheljske Toplice, 1987, Jurema Proceedings, t. 2, s. 157—160
40. A. Lewińska-Romicka: *The eddy current inspection of nonmagnetic and magnetic wires*. 4th International Symposium on Technical Diagnostics, Kupari-Dubrownik, 1986, Proceedings, s. 5.55—5.58
41. A. Lewińska-Romicka, S. Piskorski, J. Papis: *Defektoskop wiroprowdowy o dwuwymiarowej analizie sygnałów*, Zgłoszenie patentowe P-287751 z dnia 90.11.14
42. A. Lewińska-Romicka, S. Piskorski: *Defektoskop do badania rur metodą indukcyjną*. Patent tymczasowy Nr 150449, 1988-08-02
43. A. Lewińska-Romicka, S. Piskorski: *Defektoskopia wiroprowdowa prętów ferromagnetycznych*. Rozprawy Elektrotechniczne, 1989, Nr 3, s. 693—722
44. A. Lewińska-Romicka, S. Piskorski: *Defektoskop wiroprowdowy do kontroli rur nieferromagnetycznych*. XVIII Krajowa Konferencja Badań Nieniszczących, Szczyrk-Biła, 1989, Materiały Konferencji, s. 81—84
45. E. A. Lloyd: *High-speed automatic eddy-current inspection of copper housing tubes*. Journal of the Institute of Metals, 1969, Nr 97, s. 65—73
46. A. D. Lovlja: *Invariantnyje svojstva indukcionnyh preobrazovatelej prochodnogo tipa i osobennosti defektoskopii svarynych trub*. Defektoskopija, 1973, Nr 5, s. 24—29
47. P. Neumaier, H. P. Weber, G. Wittig: *Durchführung der Wirbelstromprüfung von Rohren*. Hinweise für die Prüfpraxis und Angabe allgemeingültiger Regeln, Materialprüfung, 1985, Nr 7, s. 187—190
48. I. Nikitin: *Kontrol tołščiny trub s pomoščju prochodnyh preobrazovatelej*. Defektoskopija, 1987, Nr 3, s. 53—62
49. A. T. Nikolajenko: *Kontrol trub w odnorodnom poperečnom elektromagnitnom pole*. Defektoskopija, 1969, Nr 3, s. 67—74
50. Norma branżowa BN-77/0803-14: *Badania nieniszczące, Badania rur z miedzi i jej stopów indukcyjną metodą defektoskopową*
51. Norma St. Zjedn. Am. Półn., ASTM E243-71T: *Elektromagnetic testing of seamless copper alloys heat exchanger and condenser tubes*
52. Norma Wlk. Bryt., B.S.3889: Part 2B: 1966: *Eddy current testing of non-ferrous tubes*
53. R. Palanisamy, W. Lord: *Finite element analysis of eddy current phenomena*. Materials Evaluation, 1980, Nr 10, s. 39—43

54. J. Papis: *Problemy doboru częstotliwości pracy przetwornika wiroprądowego w układzie samoporównawczym do kontroli rur spawanych wykonanych z materiałów nieferromagnetycznych*. Sympozjum Metrologia'89 „Metrologia wielkości mechanicznych i kontrola jakości produkcji”, Materiały Konferencji, s. 499—506
55. H. Pfisterer: *Kontrollkörper nach DIN 54141 Teil 2 für die Wirbelstromprüfung von Rohren*. Materialprüfung, 1985, Nr 12, s. 375—381
56. J. Pilarczyk: *Spawanie i napawanie elektryczne metali*. Wyd. Śląsk, Katowice, 1979
57. S. Piskorski: *Defektoskop do wykrywania wad w prętach wykonanych ze stali austenitycznych*. VII Konferencja Naukowo-Techniczna nt. Miernictwo dynamicznych wielkości mechanicznych, 1989, komunikat, Materiały Konferencji, s. 238—239
58. S. Piwo war: *Kontrola procesów spawalniczych*, WNT, Warszawa 1975
59. Polska Norma PN-75/M-69703: *Spawalnictwo. Wady złączy spawanych. Nazwy i określenia*
60. D. Roach: *Defects and damage in cast heater tubes*, Materials Evaluation, 1972, Nr 11, s. 229—235
61. J. Rudlin: *Developments in the eddy current inspection of heat exchanger tubing*. 3rd European Conference on Nondestructive Testing, Firenze, Conference Proceedings 1984, t. 4, s. 79—89
62. J. Ryden Jr.: *Nondestructive testing of small — diameter stainless steel fuel clad tubing*. Materials Evaluation, 1970, Nr 3, s. 67—71
63. V. A. Sandovskij: *Formirovanije elektromagnitno pole v kontroliruemom obrazce*. Defektoskopia, 1984, Nr 2, s. 46—49
64. V. A. Sandovskij, V. A. Jazev: *Vichrietokovij defektoskop dla kontrola vnutrennoj poverchnosti cilindričeskich izdelij*. Defektoskopia, 1973, Nr 4, s. 125—129
65. S. W. Schwartz, W. Lord: *Effects of temperature on eddy current probe response*. Materials Evaluation, 1983, Nr 11, s. 1395—1398
66. W. Solnica, A. Lewińska-Romicka, S. Piskorski: *Urządzenie do nieniszczących badań jakości i znakowania wad materiałowych w drutach niemagnetycznych*. Rozprawy Elektrotechniczne, 1980, Nr 3, s. 609—615
67. W. Solnica, A. Lewińska-Romicka, K. Dydyński, M. Owsiany: *Układ cyfrowej rejestracji wad do defektoskopów*. Patent PRL Nr 103 326, 1980-03-18
68. W. Solnica, A. Lewińska-Romicka, K. Dydyński, M. Owsiany: *Przetwornik pomiarowy do badania elementów ferromagnetycznych*. Patent PRL Nr 113 703, 1982-10-25
69. W. Solnica, A. Lewińska-Romicka, K. Dydyński, S. Piskorski, M. Owsiany: *Defektoskop do badania elementów ferromagnetycznych*. Patent PRL Nr 113 172, 1983-01-26
70. W. Solnica, A. Lewińska-Romicka, M. Owsiany: *Układ do wykrywania wad drutów z materiałów przewodzących prąd elektryczny*. Patent PRL Nr 118 366, 1984-03-22
71. W. Solnica, A. Lewińska-Romicka, S. Piskorski: *Sposób wzorcowania detektora fazy w defektoskopach wiroprądowych*. Patent PRL Nr 124 916, 1986-03-10
72. W. Solnica, A. Lewińska-Romicka, S. Piskorski: *Defektoskopy serii DW*. Sympozjum Metrologia'86 „Metrologia wielkości mechanicznych i kontrola jakości produkcji”, Warszawa 1986 Materiały Sympozjum, t. II, s. 354—361
73. W. Solnica, S. Piskorski: *Właściwości przetworników wiroprądowych o niejednorodnym polu magnetycznym*. Sympozjum Metrologia'86 „Metrologia wielkości mechanicznych i kontrola jakości produkcji”, Warszawa 1986, Materiały Sympozjum, t. II, s. 344—348
74. J. Spanner: *An eddy current technique for measuring the tube — to — tube annulus in a nuclear test reactor*. Nondestructive Testing, 1962, Nr 6, s. 394—398
75. Ju. J. Steblev: *Sintez vichretokovyh preobrazovatelej s zadannoj strukturoj vozbuždajuščego pola zone kontrola*. Defektoskopia, 1986, Nr 4, s. 58—64
76. W. Stumm: *New developments in the eddy current testing of hot wire and hot tube*. Materials Evaluation, 1971, Nr 7, s. 141—147
77. V. J. Szaternikov, V. A. Denisov: *Vysokotemperaturnyje vichretkovyje datčiki*. Defektoskopia, 1968, Nr 3, s. 31—34
78. M. Tokarski: *Metaloznawstwo metali i stopów żelaznych*. Wyd. Śląsk, Katowice 1985
79. S. S. Udpa, W. Lord: *A Fourier descriptor classification scheme for differential probe signals*. Materials Evaluation, 1984, Nr 9, s. 1136—1141

80. J. Vroman: *The influence of magnetic properties on eddy current testing of a tube*. The British Journal of NDT, 1981, Nr 11, s. 307—310
81. V.I. Volkov: *Izučenie vozmožnosti opredelenija glubiny poverchnostnyh treščin v paropravodnyh trubach iz nemagnitnoj stali*. Defektoskopija, 1968, Nr 2, s. 1—5
82. V.I. Volkov: *Vichretokovyj pribor dla opredielenija glubiny treščin v svarnych sajedenenijach paropravodnyh trub z austenitnoj stali*. Defektoskopija, 1968, Nr 3, s. 25—31
83. V.K. Žukov, W.F. Bulgakov: *Optimizacija konstruktivnyh parametrov prochodnyh vichretokovyh preobrazovatelej*. Defektoskopija, 1982, Nr 10, s. 39—49

A. LEWIŃSKA-ROMICKA

AN EDDY CURRENT DEFECTOSCOPY OF THE NON-FERROUS WELDED TUBES

Summary

An eddy current defectoscope for testing the physical defects in the junctions the welded copper- or brass tubes under production processes is described. The examples of the defects are quoted and the problems of the pattern objects for illustration purposes have been provided.

Cyfrowa analiza małych zaburzeń okresowości sygnałów

ADAM KRZYWAŹNIA, JANUSZ OCIEPKA

Instytut Metrologii Elektrycznej, Politechnika Wrocławska

Otrzymano 1989.06.08

Autoryzowano do druku 1989.07.18

W pracy rozważono zagadnienie pomiaru małych odchyłek od okresowości sygnału prawie okresowego. Do identyfikacji izolowanych składowych okresowych zaburzeń okresowości sygnału zastosowano analizę periodogramu, który wyznaczono z próbek chwilowej wartości częstotliwości sygnału mierzonego. Opracowaną metodę pomiarową zastosowano do badania nierównomierności przesuwu taśmy magnetycznej w magnetofonach kasetowych. Przytoczono wyniki przykładowych pomiarów, wykonanych za pomocą mikrokomputerowego systemu pomiarowego, w którym zrealizowano rozważaną metodę.

1. WSTĘP

W niektórych zagadnieniach pomiarowych dotyczących ruchu obrotowego występuje zadanie oceny nierównomierności prędkości tego ruchu oraz spowodowanych nią skutków. Jednym z przykładów jest pomiar nierównomierności prędkości przesuwu taśmy magnetycznej w magnetofonach, gdzie celem pomiaru tej wielkości jest testowanie gotowego urządzenia pod względem jakości wykonania mechanizmu napędowego oraz, na etapie badań, identyfikacja źródeł zaburzeń ruchu taśmy.

Metody pomiarowe stosowane w zakresie oceny nierównomierności ruchu taśmy magnetycznej są oparte na analizie zniekształceń wzorcowego sygnału testującego, powstałych podczas jego odtwarzania za pomocą badanego urządzenia [5]. Okazuje się, że nierównomierny przesuw taśmy powoduje zniekształcenie szczególnego rodzaju, objawiające się modulacją częstotliwości sygnału wyjściowego. Sugeruje to możliwość badania tych zniekształceń metodą analizy przejść przez zero sygnału wyjściowego, w celu wykrycia ukrytych składowych okresowych, związanych z zaburzeniami jednostajnego ruchu mechanizmu napędowego. Analiza przejść przez zero jest obecnie jednym z ważniejszych narzędzi służących estymacji parametrów sygnałów okresowych oraz ich wykrywaniu w obecności szumu [1, 2, 3].

Niniejsza praca dotyczy szczególnego przypadku, w którym analizuje się sygnał zawierający silnie dominującą składową sinusoidalną oraz stosunkowo małe składowe

okresowe, które należy zidentyfikować. W celu rozwiązania tego zagadnienia zastosowano dyskretne przekształcenie Fouriera, które wykorzystano do wyznaczenia periodogramu chwilowych zmian częstotliwości wyjściowego sygnału pomiarowego z badanego urządzenia. Metoda ta pozwala na ocenę częstotliwości składowych zakłócających równomierny ruch taśmy w magnetofonie oraz ich intensywność. Za podstawową zaletę metody uważa się możliwość jej realizacji za pomocą nieskomplikowanego układu cyfrowego współpracującego z komputerem personalnym. Obszar pomiarowych zastosowań metody może być rozszerzony na inne przypadki analizy nierównomierności ruchu pod warunkiem zastosowania odpowiednich czujników i przetworników sygnałów pomiarowych.

2. METODA POMIARU

Przedstawione we wstępie zagadnienie może być uważane za szczególny przypadek identyfikacji ukrytych okresowości. W literaturze tego przedmiotu wyróżnia się między innymi takie zagadnienia, jak wyznaczanie częstotliwości sygnału sinusoidalnego z addytywnym szumem gaussowskim [1, 4], identyfikację częstotliwości składowych dolnopasmowego stacjonarnego procesu stochastycznego [3], które rozwiązuje się zazwyczaj za pomocą analizy średniej częstości przejść przez zero sygnału mierzonego oraz ostatnio metodą dyskretnego przekształcenia Fouriera [6]. Na tle znanych prac przedstawione zadanie można traktować jako problem identyfikacji okresowości w sygnale pomiarowym, polegający na określeniu małych wartości częstotliwości zaburzających dominującą składową sinusoidalną. W odróżnieniu od większości prac z zakresu wykrywania ukrytych okresowości, w których zakłada się, że informacja pomiarowa zawarta jest w średniej liczbie przejść przez zero, w rozważanym zagadnieniu informacja pomiarowa zawarta jest w odchyłkach okresu czasowego pomiędzy przejściami sygnału przez zero od wartości średniej tego okresu.

Zakłada się, że badany obiekt pobudzany jest sygnałem harmonicznym $g(t) = C \cos 2\pi F_0 t$, gdzie F_0 jest częstotliwością, przy której testowane jest urządzenie. Na wyjściu obiektu występuje sygnał o postaci:

$$x(t) = A \cos \{2\pi [F_0 + f(t)] t + \Theta\}, \quad (1)$$

przy czym zakłada się, że funkcja $f(t)$ spełnia ograniczenia:

$$\text{Z 1.} \quad \frac{\sup_t |f(t)|}{F_0} \ll 1,$$

$$\text{Z 2.} \quad f(t) = \sum_{m=1}^M b_m \cos(2\pi f_m t + \varphi_m),$$

$$\text{Z 3.} \quad |f_{m+1} - f_m| \gg f_1.$$

Z warunku Z 1 wynika że postuluje się, aby odchyłka chwilowej częstotliwości była mała w porównaniu z częstotliwością F_0 dominującej składowej harmonicznej, a

ponadto jest rozwijalna w szereg Fouriera (Z 2) o szczególnej postaci. Trzeci warunek jest zapisem faktu, że poszczególne składowe sygnału $f(t)$ powinny być dostatecznie odseperowane od siebie.

Celem pracy jest zbadanie algorytmu pomiarowego wyznaczenia wartości $\{f_m, b_m\}$, charakteryzujących udział poszczególnych składowych w sygnale $f(t)$, oraz jego zastosowanie w badaniach nierównomierności prędkości przesuwu taśmy magnetycznej w magnetofonach kasetowych.

Pierwszym etapem pomiaru jest przyporządkowanie sygnałowi $x(t)$ sygnału binarnego $u(t)$, takiego, że przejścia przez zero obu sygnałów zachodzą w tych samych chwilach t_k . Sygnał $x(t)$ jest z założenia „prawie okresowy”, dlatego też odległości pomiędzy wybranymi chwilami t_k , zdefiniowane wzorem:

$$T_k = t_k - t_{k-2} \quad k = 2, 3, \dots \quad (2)$$

będą nazywane chwilową wartością okresu (rys. 1).

Istnieje wartość średnia zbioru $\{T_k\}$ $k = 1, 2, \dots, k$ i z założenia Z 1 wynika, że

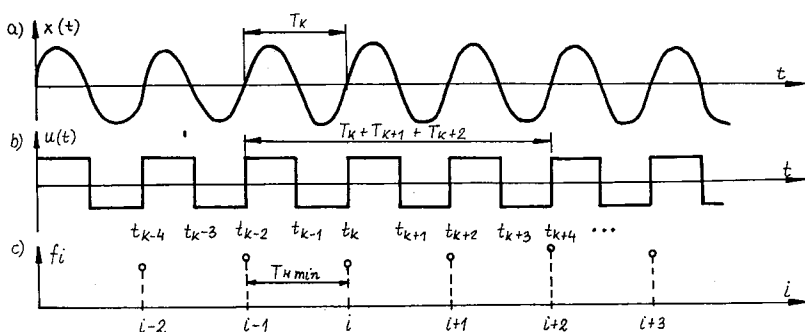
$$\sup_k |T_k - T_{sr}| / T_{sr} \ll 1, \quad (3)$$

gdzie: $T_{sr} = \frac{1}{K} \sum_{k=1}^K T_k$.

Na każdym z odcinków czasu T_k , a ogólniej na ich wielokrotnościach można obliczyć chwilową wartość częstotliwości według wzoru:

$$f_k = \frac{1}{t_k - t_{k-2p}}, \quad (4)$$

gdzie p oznacza liczbę przejść przez zero sygnału $u(t)$, występujących na tym samym zboczach sygnału $u(t)$ (np. narastającym). Zbiór chwilowych wartości częstotliwości $\{f_k\}$ zawiera skończoną liczbę elementów N , co związane jest ze skończonym czasem obserwacji sygnału $x(t)$. Zbiór ten reprezentuje funkcję czasu i dalej podlega analizie metodą dyskretnego przekształcenia Fouriera w celu otrzymania periodogramu:



Rys. 1. Ilustracja zależności pomiędzy chwilowymi wartościami częstotliwości a przejściami przez zero analizowanego sygnału (T_{Hmin} — minimalny odstęp między próbkami częstotliwości)

$$P_n = \frac{1}{N} \left| \sum_{k=0}^{N-1} w(k) f_k \exp(-j 2\pi k n / N) \right|, \quad (5)$$

gdzie $w(k)$ reprezentuje funkcję okna dla danych pomiarowych; $\{P_n\}$, $n = 0, 1, \dots, N/2 - 1$ są wartościami periodogramu.

W otrzymanym periodogramie wyróżniają się te obszary n_m , które związane są z poszczególnymi składnikami zaburzenia $f(t)$ (Z2). Wybranemu składnikowi $f(t)$, np. o częstotliwości f_m , odpowiada w periodogramie kilka prążków o numerach zawartych w przedziale $n \in [m-r, m+r]$, przy czym r zależy od rodzaju zastosowanej funkcji okna czasowego $w(t)$. Intensywność składnika o częstotliwości f_m określa się wzorem:

$$b_m = \left(\sum_{n=m-r}^{m+r} P_n^2 \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (6)$$

Wartość liczbową b_m jest wskaźnikiem występowania częstotliwości o wartości f_m oraz miarą jej udziału w sygnale $f(t)$.

Dyskusji wymaga sposób obliczania f_k ze wzoru (4), gdzie założono, że w ogólności próbkę częstotliwości może być określona na odcinku czasowym zawierającym $2p$ przejść przez zero, a więc p „okresów” sygnału $u(t)$. Wynika to stąd, że częstotliwość f_k jest wyznaczona pośrednio z pomiaru odcinka czasu. Wydłużenie czasu pomiaru sprzyja zmniejszeniu błędu rozdzielczości pomiaru, ale z drugiej strony powoduje uśrednienie zmian odcinków czasowych T_k i w konsekwencji prowadzi do odfiltrowania najszybciej zmieniających się składników sygnału $f(t)$. Z tych powodów wybór liczby p jest warunkowany kompromisem pomiędzy dążeniem do minimalizacji błędu rozdzielczości pomiaru f_k a filtracją największych częstotliwości sygnału $f(t)$.

W celu otrzymania nieznieskształconego periodogramu sygnału $f(t)$ należy spełnić konieczne warunki próbkowania:

W 1. Częstotliwość próbkowania f_s musi być co najmniej 2 razy większa od maksymalnej częstotliwości f_M występującej w $f(t)$:

$$f_s \geq 2f_M. \quad (7)$$

W 2. Czas obserwacji T_w sygnału $x(t)$ musi być tak długi, aby przy danym oknie $w(t)$ dla danych odtworzyć najmniejszą częstotliwości f_l występującą w $f(t)$:

$$T_w \geq r/f_l, \quad (8)$$

gdzie r jest współczynnikiem uwzględniającym utratę rozdzielczości periodogramu związaną ze stosowaniem wybranej funkcji okna $w(t)$. Z obu wzorów (7) i (8) wynika, że potrzebna minimalna liczba próbek N_{min} wynosi:

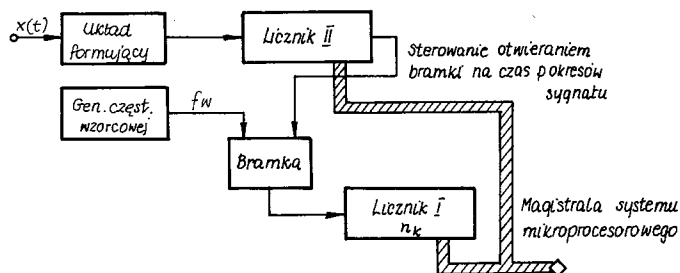
$$N_{min} \geq 2rf_M/f_l. \quad (9)$$

W praktyce do obliczeń periodogramu stosuje się zazwyczaj algorytm FFT o podstawie 2, dlatego liczbę próbek N zaokrągla się do najbliższej potęgi liczby 2, większej od N_{min} .

Otrzymany periodogram może być przedmiotem dalszej specjalistycznej analizy w celu zbudowania odpowiedniego modelu badanego zjawiska oraz estymacji jego parametrów.

3. TECHNICZNA REALIZACJA METODY I JEJ WŁAŚCIWOŚCI METROLOGICZNE

Najważniejszym etapem pomiarowym rozważanej metody jest pomiar próbek chwilowej częstotliwości sygnału. Pomiar ten można zrealizować według nieco zmodyfikowanej zasady działania konwencjonalnego okresomierza w układzie jak na rys. 2.



Rys. 2. Schemat blokowy systemu do pomiaru chwilowych wartości częstotliwości

Koncepcja pomiaru polega na zliczaniu impulsów z generatora częstotliwości wzorcowej f_w w czasie zadanej liczby okresów sygnału mierzonego. Zadania te realizują dwa liczniki zawarte w układzie jak na rys. 2. Liczba impulsów n_k zmierzona przez licznik I wyraża się zależnością:

$$n_k = \sum_{i=k}^{k+p} f_w T_k = p f_w T_{k\text{śr}}, \quad (10)$$

gdzie $T_{k\text{śr}}$ jest średnią wartością p kolejnych okresów sygnału. Średnią wartość częstotliwości F_k za czas pomiaru wyraża się wzorem

$$F_k = \frac{p}{n_k} f_w. \quad (11)$$

Zwiększenie liczby p , czyli wydłużeniu czasu pomiaru, na którym następuje uśrednienie T_k , powoduje w rezultacie zmniejszenie błędu rozdzielczości. Graniczny błąd względny pomiaru wynosi

$$\delta F_k = \frac{1}{n_k} + \delta f_w \quad (12)$$

i maleje ze wzrostem n_k . Nie można jednak dowolnie wydłużać czasu pomiaru, gdyż odstęp pomiędzy poszczególnymi próbkami częstotliwości T_s musi spełniać warunek wynikający ze wzoru (7):

$$T_s \leq \frac{1}{2f_M}. \quad (13)$$

Błąd δF_k jest miarą niedokładności przetwarzania analogowo-cyfrowego rozpatrywanej metody pomiarowej. Dotyczy on wartości częstotliwości F_k wyznaczonej w chwili t_k . Do analizy chwilowych odchyłek częstotliwości $f(t_k)$ bierze się elementy f_j określone wzorem

$$f_j = F_j - F_0, \quad (14)$$

gdzie F_0 jest wartością częstotliwości sygnału wejściowego. Bezwzględny błąd graniczny f_j wyznacza się ze wzorów (11) i (12) otrzymując

$$\Delta f_{jgr} \cong \delta f_w F_0 + \frac{F_0^2}{pf_w} = \text{const}, \quad (15)$$

gdzie wykorzystano założenie Z 1, zgodnie z którym $F_j \approx F_0$. Względny błąd graniczny δf_j może osiągnąć wartości wielokrotnie większe niż błąd δF_k ze wzoru (12), co wynika z faktu, że F_j i F_0 mają wartości mało różniące się od siebie. Błąd δf_j oszacowano następująco

$$\delta f_{jgr} \cong \delta f_w + \frac{F_0}{pf_w} \left(1 + \frac{F_0}{f_j} \right). \quad (16)$$

Zakładając, że wartości błęd $\Delta f_j, j = 0, 1, \dots, n-1$, oszacowanego błędem granicznym ze wzoru (15), są realizacjami zmiennej losowej o równomiernym rozkładzie gęstości prawdopodobieństwa w przedziale $[-\Delta f_{gr}, \Delta f_{gr}]$, można zastosować tradycyjny model kwantowania z idealnym kwantyzерem równomiernym. Dla tego modelu odchylenie średniokwadratowe błęd Δf_e wynosi

$$\Delta f_e = \frac{\Delta f_{gr}}{\sqrt{3}}. \quad (17)$$

Zakres dynamiki periodogramu osiągalny w danym systemie pomiarowym wynosi zatem w przybliżeniu:

$$\text{ZD} = 20 \log \frac{F_0}{\Delta f_e} = 20 \log \frac{\sqrt{3}}{\delta f_w + F_0/(pf_w)}. \quad (18)$$

Najważniejszym czynnikiem określającym dokładność pomiaru jest stosunek częstotliwości wzorcowej f_w do częstotliwości pomiarowej F_0 , co wynika ze wzoru (15) i (18).

4. ZASTOSOWANIE W POMIARACH NIERÓWNOMIERNOŚCI PRĘDKOŚCI PRZESUWU TAŚMY W MAGNETOFONACH KASETOWYCH

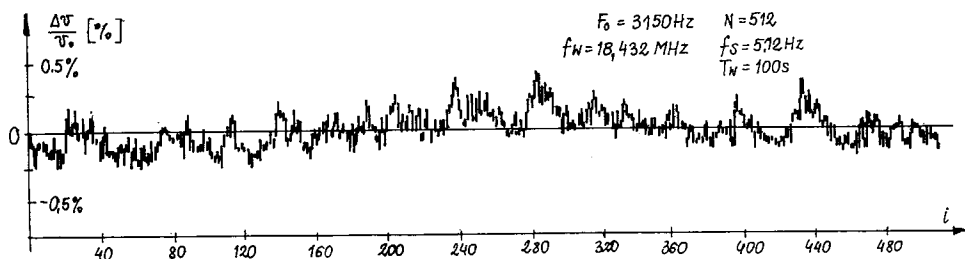
W badaniach nierównomierności prędkości przesuwu taśmy w magnetofonach stosuje się metodę testowania opartą na pomiarze parametrów odpowiedzi na wyjściu elektrycznym magnetofonu na pobudzenie wzorcowe nagrane na taśmie wzorcowej. Sygnałem testującym jest sygnał sinusoidalny o znormalizowanej częstotliwości i amplitudzie, nagrany na taśmie o odpowiedniej jakości na sprzęcie wprowadzającym

bardzo małe zniekształcenia w porównaniu do testowanego urządzenia. W badaniach nierównomierności prędkości przesuwu wykorzystuje się fakt, że zmiany prędkości powodują proporcjonalne zmiany częstotliwości sygnału na wyjściu badanego urządzenia. Przyjmuje się, że za zniekształcenia obserwowane na wyjściu badanego obiektu odpowiedzialne są zjawiska w nim zachodzące. Jeżeli znany jest model analizowanego zjawiska, to można wyznaczyć parametry tego modelu na podstawie wyników pomiaru odpowiedzi obiektu.

W rozważanej metodzie analizie podlega periodogram $\{P_n\}$ pod względem wartości poszczególnych prążków oraz skojarzonych z nimi częstotliwości $\{f_n\}$. Pod uwagę bierze się tylko te prążki, których wartość jest większa od przyjętej wartości minimalnej, i ze wzoru (6) liczy się zastępczą wartość periodogramu, przyporządkowując ją częstotliwości związanej ze środkiem grupy prążków. Wartości periodogramu są oszacowaniami b_m ze wzoru (Z2); nie dysponuje się jednak informacją o wartościach Θ_m .

Na rys. 3 zamieszczono przykładowe wyniki pomiaru nierównomierności prędkości przesuwu taśmy w typowym magnetofonie kasetowym. W pomiarze wykorzystano taśmę wzorcową z sygnałem testującym o częstotliwości $F_0 = 3150$ Hz. Do pomiaru chwilowej częstotliwości odpowiedzi magnetofonu zastosowano układ elektroniczny według rys. 2, współpracujący z komputerem osobistym. Obliczenia wykonywano według opisanego w pracy algorytmu, przy czym stosowano okno Blackmana do danych pomiarowych. Otrzymany z danych jak na rys. 3 periodogram przedstawiono na rys. 4.

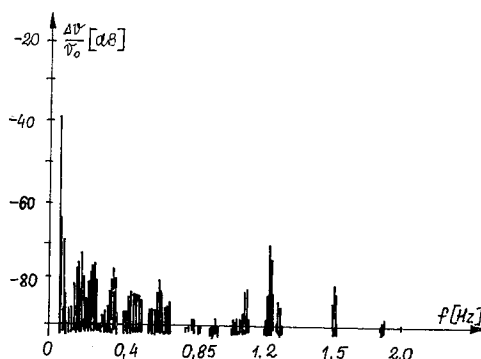
Poszczególne prążki widma, obliczane przy częstotliwościach odległych co 0,1 Hz, tworzą grupy reprezentujące składniki zakłócające jednostajność ruchu taśmy. Znajomość mechanicznego układu napędowego umożliwia w dalszym ciągu analizy wskazania elementu mechanicznego odpowiedzialnego za wystąpienie zakłóceń o wyliczonej wartości częstotliwości. Wartość składnika periodogramu o zerowym numerze jest miarą różnicy pomiędzy zmierzoną średnią wartością prędkości za czas obserwacji a jej wartością nominalną. Jak widać na rys. 4, poszczególne składniki periodogramu są dość dobrze odseperowane, chociaż niektóre z nich wpływają wzajemnie na siebie (zwłaszcza w zakresie częstotliwości do 0,6 Hz). Z literatury przedmiotu [7] wynika, że wzajemny wpływ sąsiednich składników jest mniejszy od 10% ich amplitudy, jeśli są one oddalone o $(4\pi)f_i$ (w warunkach stosowania okna prostokątnego dla danych). Daje to pewne wskazówki co do wyboru czasu obserwacji



Rys. 3. Przykładowe wyniki pomiarów nierównomierności prędkości przesuwu taśmy magnetofonu kasetowego

sygnału T_w , który decyduje o wartości częstotliwości f_l , aby wystarczająco odseperować poszczególne prążki periodogramu.

Opisana metoda pomiarowa może znaleźć zastosowanie w testowaniu i badaniu magnetofonowych (lub gramofonowych) mechanizmów napędowych, zwłaszcza w pomiarach charakterystycznych zniekształceń, nazywanych „drżeniem” i „kołysaniem” dźwięku. Metoda pozwala na badanie tych zniekształceń w sposób bardziej szczegółowy niż dotychczas stosowane metody analogowe [5], ponieważ dostarcza informacji o widmie tych zniekształceń, z którego na następnym etapie analizy można wyznaczyć wartości odpowiednich współczynników zniekształceń zgodnie z obowiązującymi normami.



Rys. 4. Periodogram wyników pomiarów z rys. 3. Do obliczenia periodogramu zastosowano do danych z rys. 3 okno Blackmana

Opisaną metodę można zastosować również do badań innych urządzeń mechanicznych, co wymaga jednak użycia dodatkowego sprzętu pomiarowego, zwłaszcza odpowiednich czujników i przetworników sygnału. Istotną właściwością metody jest dobra rozdzielczość: zakres dynamiczny obliczony według wzoru (18) dla opisanego systemu wynosi ponad 120 dB (przy $\delta f_w = 1 \cdot 10^{-6}$), co pozwala wykrywać bardzo małe zmiany wielkości mierzonej.

5. DYSKUSJA I WNIOSKI

Pomiar odcinków czasu metodą cyfrową cechuje się bardzo dobrą rozdzielczością, co umożliwia wykrywanie bardzo małych zmian okresu sygnału periodycznego, jeżeli założy się dostatecznie dużą wartość częstotliwości wzorcowej. Przyrządy do pomiaru można stosunkowo łatwo przystosować do pracy w systemach komputerowych, co z kolei stwarza możliwość numerycznego przetwarzania uzyskanych wyników. Opisana metoda pomiaru nierównomierności prędkości przesuwu taśmy w magnetofonach jest przykładem wykorzystania koncepcji budowy przyrządów pomiarowych w oparciu o systemy mikrokomputerowe, w których część pomiarowa stanowi specyficzny układ wejścia/wyjścia komputera, natomiast komputer służy do zbierania, przetwarzania i

ekspozycji wyników pomiarów. Takie rozwiązanie posiada szereg zalet w niektórych zastosowaniach, przede wszystkim badawczych, gdzie można w pełni wykorzystać możliwości obliczeniowe systemu.

Przedstawiona metoda pomiarowa stanowi rozwiązanie szczególnego zagadnienia wykrywania ukrytych okresowości w sygnale pomiarowym. Uzyskane wyniki doświadczalne dowodzą, że periodogram odchyłek prędkości umożliwia ujawnienie okresowych składowych zakłócających na poziomie rzędu 90 dB w stosunku do wartości nominalnej prędkości, a uzyskana rozdzielczość częstotliwości sięga setnych części Hz. Wyniki te sugerują możliwość zastosowania metody w pracach badawczych nad precyzyjnymi mechanizmami napędowymi magnetofonów i innych urządzeń, z tym, że konieczne jest prowadzenie dalszych prac nad optymalizacją procesu przetwarzania danych pomiarowych, zwłaszcza w zakresie minimalizacji wzajemnego wpływu poszczególnych składników periodogramu na siebie.

BIBLIOGRAFIA

1. M. Dechambre, J. Laverget: *Frequency Determination of a Noisy Signal by Zero-Crossings Counting*. Signal Processing, 1985, vol. 8, nr 1, pp. 93—105
2. M.J. Hinich: *Detecting a Hidden Periodic Signal when its Period is Unknown*. IEEE Trans. on Acoustics, Speech and Signal Processing, 1982, vol. 30, nr 5, pp. 747—750
3. B. Kedem: *Search for Periodicities by Axis-Crossings of Filtered Time Series*. Signal Processing, 1986, vol. 10, nr 2, pp. 129—144
4. B. Kedem: *On Frequency Detection by Zero-Crossings*. Signal Processing, 1986, vol. 10, nr 3, Apr. pp. 303—306
5. G.J. King: *Audio Equipment Tests*. Newness-Butterworths, 1979
6. D.R.A. McMahon, R.F. Barrett: *An Efficient Method for the Estimation of the Frequency of a Signal Tone in Noise from the Phases of Discrete Fourier Transform*. Signal Processing, 1986, vol. 11, nr 2, Sept. pp. 169—177
7. M.G. Serebrennikov, A.A. Pervozvanskij: *Vyjavlenije skrytych periodichnostej*. Nauka, Moskva, 1965

A. OCIEPKA, J. KRZYWAŃNIA

DIGITAL ANALYSIS OF SMALL DISTURBANCES OF PERIODICITY OF SIGNALS

Summary

Measurement of small deviation of the frequency of almost sinusoidal signal was considered. Periodogram analysis was employed in order to identify frequency and amplitude of isolated harmonic components of the disturbance. Periodogram was calculated from a sample data set of instantaneous frequency of measured signal. The method described was applied to measurement and analysis of changes in the tape speed in cassette recorders. Some experimental results obtained with proposed method are included.

Liniowa korekcja interferencji międzypunktowej w obrazie

KRYSTYNA KANDZIORA-BLAUMAN, JERZY KISILEWICZ

Instytut Sterowania i Techniki Systemów, Politechnika Wrocławska

Otrzymano 1988.11.15

Autoryzowano do druku 1989.09.02

W pracy przedstawiono pewną liniową metodę korekcji interferencji międzypunktowej. Podano metodę wyznaczania korektora minimalizującego średniokwadratową interferencję. Dla założonego typu interferencji przebadano wpływ rozmiaru korektora na skuteczność korekcji.

1. WSTĘP

W wielu zagadnieniach przetwarzania obrazów obrazy te są zapamiętywane w postaci tablicy liczb określających jakość punktów. Często takie tablice powstają w wyniku analizy rzeczywistych obrazów otrzymanych za pomocą kamer wizyjnych. W efekcie różnych przyczyn takich jak nieostrość odbłaski, smużenie wynikające z ruchu, błędy układów optycznych i błędy transmisji, cyfrowy zapis obrazu może być zniekształcony przez wzajemne oddziaływanie na siebie sąsiednich punktów.

Znanych jest wiele metod przetwarzania zniekształconych i zaszumionych obrazów. Klasyfikację tych metod zawarto w rozdziale 4 pracy [6]. Wielu autorów [7, 10, 14] zajmuje się filtracją medianową. W pracach [1, 9, 17, 18] do przetwarzania obrazów zastosowano filtry Kalmana. W pracy [15] porównano dwuwymiarowe nieliniowe filtry Volterra z filtrami medianowymi i liniowymi. W [5] opisano rozszerzony algorytm Widrowa do adaptacji dwuwymiarowych filtrów Wienera. Transwersalne filtry korygujące interferencję międzysymbolową w jednowymiarowych sygnałach transmisji danych opisano w [4]. W niniejszej pracy przedstawiono rozwiniętą do przypadku dwuwymiarowych sygnałów metodę syntezy liniowego transwersalnego filtra minimalizującego średniokwadratowy błąd. Przebadano jakość korekcji dla założonej klasy zniekształceń interferencyjnych. Do oceny efektywności korekcji użyto wskaźnika, którego wartość nie zależy od korygowanego obrazu ani od wielkości interferencji początkowej. Wskaźnik taki jest w dużym stopniu uniwersalny i wygodny do analiz porównawczych.

2. MODEL INTERFERENCJI MIĘDZYPUNKTOWEJ

Zakładamy, podobnie jak w [5, 9, 15, 17], że obraz reprezentowany jest przez macierz A o wymiarach $(N_1 * N_2)$, której każdy element a_{nm} reprezentuje jasność punktu obrazu o współrzędnych (n, m) . Inne metody kodowania obrazów opisują prace [2, 3, 13, 16]. Macierz Y o wymiarach $(2M_1 + 1) * (2M_2 + 2)$:

$$Y = \begin{bmatrix} y_{-M_1-M_2} & \dots & y_{M_1 0} & \dots & y_{-M_1 M_2} \\ \vdots & & \vdots & & \vdots \\ y_{0-M_1} & \dots & y_{00} & \dots & y_{0 M_2} \\ \vdots & & \vdots & & \vdots \\ y_{M_1-M_2} & \dots & y_{M_1 0} & \dots & y_{M_1 M_2} \end{bmatrix}$$

opisuje interferencję międzypunktową. Elementy y_{ij} tej macierzy podaje w jakim stopniu punkt a_{nm} macierzy A swoją jasnością wpływa na punkt $a_{n-i, m-j}$. Jeżeli interferencja międzypunktowa nie występuje, to w macierzy Y element $y_{00} = 1$, a pozostałe elementy y_{ij} są zerami. Macierz Y reprezentuje zniekształcony interferencją obraz jednego punktu o jasności równej 1 na tle otoczenia o jasności równej 0. Macierz Y jest więc dyskretną reprezentacją dwuwymiarowej odpowiedzi impulsowej układu niezmienniczego na translację.

Zniekształcony interferencją międzypunktową obraz opisuje macierz S o wymiarach $(N_1 * N_2)$, której element s_{nm} tej macierzy zależy od elementów macierzy A i Y :

$$s_{nm} = \sum_{i=-M_1}^{M_1} \sum_{j=-M_2}^{M_2} a_{n-i, m-j} \cdot y_{ij} \quad (1)$$

gdzie wartości elementów $a_{n-i, m-j}$ macierzy A dla $n-i \notin [1, N_1]$, $m-j \notin [1, N_2]$ są zerowe.

3. MODEL KOREKCJI

Zadaniem korekcji interferencji międzypunktowej w obrazie jest wyznaczenie z macierzy S i Y macierzy X o wymiarach $(N_1 * N_2)$, której elementy x_{nm} powinny jak najmniej różnić się od elementów macierzy A .

Zakładamy, że korekcja obrazu opisanego macierzą S utworzy sygnał opisany macierzą X tak, że

$$x_{nm} = \sum_{i=-L_1}^{L_1} \sum_{j=-L_2}^{L_2} s_{n-i, m-j} \cdot c_{ij} \quad (2)$$

gdzie c_{ij} są elementami macierzy C o wymiarach $(2L_1 + 1) * (2L_2 + 1)$

$$C = \begin{bmatrix} c_{-L_1-L_2} & \dots & c_{-L_1 0} & \dots & c_{-L_1 L_2} \\ \vdots & & \vdots & & \vdots \\ c_{0-L_2} & \dots & c_{00} & \dots & c_{0 L_2} \\ \vdots & & \vdots & & \vdots \\ c_{L_1-L_2} & \dots & c_{L_1 0} & \dots & c_{L_1 L_2} \end{bmatrix}.$$

Macierz C opisuje korektor.

4. WYZNACZENIE KOREKTORA

Rozpatrzmy przypadek, w którym macierz A zawiera jeden element $a_{n_0, m_0} = 1$, a pozostałe elementy $a_{nm} = 0$. Z zależności (1) wynika, że macierz S zawiera elementy: $s_{n_0+i, m_0+j} = y_{i,j}$, dla $i = -M_1, \dots, M_1$; $j = -M_2, \dots, M_2$. Pozostałe elementy macierzy S są zerowe. Macierz X reprezentująca skorygowany obraz zawiera elementy $x_{n+n_0, m+m_0}$ obliczone z zależności (2):

$$x_{n+n_0, m+m_0} = \sum_{i=-L_1}^{L_1} \sum_{j=-L_2}^{L_2} y_{n-i, m-j} \cdot c_{ij} \quad (3)$$

dla $n = -(M_1 + L_1), \dots, (M_1 + L_1)$, $m = -(M_2 + L_2), \dots, (M_2 + L_2)$.

Pozostałe elementy macierzy X są zerami.

Przyjmujemy następujące kryterium Q jakości korekcji:

$$Q = \sum_{n=-M_1-L_1}^{M_1+L_1} \sum_{m=-M_2-L_2}^{M_2+L_2} (x_{n+n_0, m+m_0} - a_{n+n_0, m+m_0})^2.$$

Zadaniem korekcji jest obliczenie takich elementów c_{ij} macierzy C , które zminimalizują kryterium Q :

$$Q_{\min} = \min_{c_{ij}} \sum_{n=-M_1-L_1}^{M_1+L_1} \sum_{m=-M_2-L_2}^{M_2+L_2} (x_{n+n_0, m+m_0} - a_{n+n_0, m+m_0})^2.$$

Wykorzystując zależność (3) otrzymujemy $Q_{\min} =$

$$\min_{c_{ij}} \sum_{n=-M_1-L_1}^{M_1+L_1} \sum_{m=-M_2-L_2}^{M_2+L_2} \left(\sum_{i=-L_1}^{L_1} \sum_{j=-L_2}^{L_2} y_{n-i, m-j} \cdot c_{ij} - a_{n+n_0, m+m_0} \right)^2.$$

W celu wyznaczenia elementów macierzy C należy rozwiązać układ równań

$$\frac{\partial Q}{\partial c_{kl}} = 0 \text{ czyli}$$

$$2 \sum_{n=M_1-L_1}^{M_1+L_1} \sum_{m=-M_2-L_2}^{M_2+L_2} \left(\sum_{i=-L_1}^{L_1} \sum_{j=-L_2}^{L_2} y_{n-i, m-j} \cdot c_{ij} - a_{n+n_0, m+m_0} \right) \cdot y_{n-k, m-l} = 0, \quad (4)$$

gdzie $k = -L_1, \dots, L_1$; $l = -L_2, \dots, L_2$.

Powyższy układ równań jest równoważny układowi $(2L_1 + 1) \cdot (2L_2 + 1)$ równań liniowych:

$$\sum_{i=-L_1}^{L_1} \sum_{j=-L_2}^{L_2} \left(\sum_{n=-M_1-L_1}^{M_1+L_1} \sum_{m=-M_2-L_2}^{M_2+L_2} y_{n-i, m-j} \cdot y_{n-k, m-l} \right) \cdot c_{ij} = y_{-k, -l}, \quad (5)$$

gdzie elementy $y_{n-i, m-j}$ są równe zeru gdy wartości ich indeksów są spoza przedziału dozwolonego dla macierzy Y . Wyznaczone z układu równań (5) elementy c_{kl} po wstawieniu do zależności (3) określają wynikową interferencję

$$v_{nm} = \sum_{k=-L_1}^{L_1} \sum_{l=-L_2}^{L_2} y_{n-k, m-l} c_{kl}. \quad (6)$$

Do oceny interferencji wprowadźmy wskaźnik

$$w = \frac{1}{v_{00}} \sqrt{\sum_{n=-L_1-M_1}^{L_1+M_1} \sum_{m=-L_2-M_2}^{L_2+M_2} v_{n,m}^2 - v_{00}^2}. \quad (7)$$

Wskaźnik W ocenia średniokwadratową interferencję międzypunktową odniesioną do wartości użytecznej v_{00} . Skuteczność korekcji oceniać będziemy stosunkiem wskaźnika W interferencji skorygowanej V do wskaźnika W_0 interferencji początkowej Y , gdzie

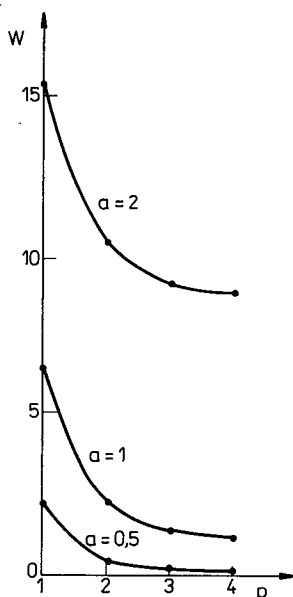
$$W_0 = \frac{1}{y_{00}} \sqrt{\sum_{n=-M_1}^{M_1} \sum_{m=-M_2}^{M_2} y_{n,m}^2 - y_{00}^2}. \quad (8)$$

5. WYNIKI EKSPERYMENTU NUMERYCZNEGO I WNIOSKI

Skuteczność przedstawionej. metody korekcji badano dla takiego przypadku interferencji, w którym zależy ona jedynie od wzajemnej odległości punktów i jest jednakowa we wszystkich kierunkach. Założono, że $M_1 = M_2 = 5$ oraz

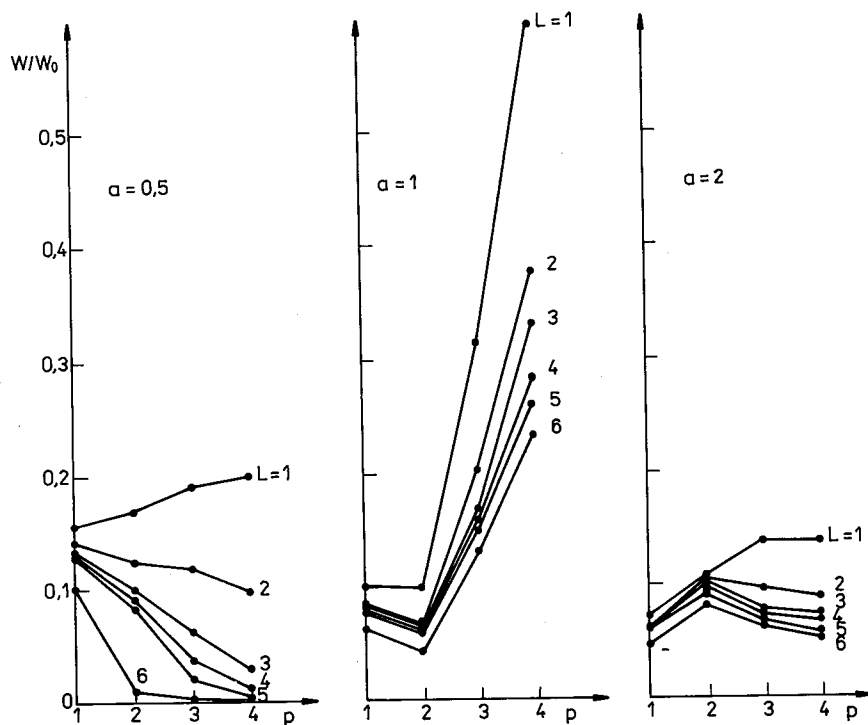
$$y_{i,j} = \frac{1}{1 + d_{i,j}^p}, \quad \text{gdzie} \quad d_{i,j} = \frac{1}{a} \sqrt{i^2 + j^2}. \quad (9)$$

Obliczenia przeprowadzono dla $a = 0.5, 1$ i 2 , $p = 1, 2, 3, 4$ oraz dla korektorów o wymiarach $L_1 = L_2 = L = 1, 2, 3, 4, 5$ i 6 . Uzyskane wyniki zilustrowano na rys. 1 i 2. Na rys. 1 pokazano zależność wskaźnika W_0 interferencji Y od parametrów p i a . Dla $a = 2$ interferencja mierzona wskaźnikiem W_0 jest od 7 do 700 razy większa niż dla $a = 0.5$.



Rys. 1. Zależność wskaźników W_0 interferencji Y od p i a

Na rys. 2 pokazano, przy ustalonych a , zależność skuteczności korekcji od p dla korektorów o różnej wielkości L . Skuteczność korekcji jest tym lepsza im mniejsza jest wartość stosunku W/W_0 i nie zależy ona w prosty sposób od wielkości wskaźnika interferencji początkowej W_0 . Ze wzrostem p wzrasta szybkość zaniku interferencji $y_{i,j}$ z odległością $d > 1$. Dla $a = 0.5$ ($i \neq 0$ lub $j \neq 0$) $d_{i,j} > 1$ i dla korektorów o $l \geq 2$ ze wzrostem p poprawia się skuteczność korekcji. Dla $a = 2$ w najbliższym otoczeniu punktu centralnego y_{00} , wzrost p powoduje wzrost interferencji $y_{i,j}$, natomiast w dalszym otoczeniu powoduje jej spadek. W tym przypadku ze wzrostem p skuteczność korekcji początkowo pogarsza się a potem poprawia. Zupełnie odwrotnie jest dla



Rys. 2. Zależność skuteczności korekcji od p , a i L

$a = 1$ gdy wzrost p nie powoduje wzrostu interferencji $y_{i,j}$. Jak widać, sposób zanikania interferencji ze wzrostem odległości $d_{i,j}$ wpływa wyraźnie na skuteczność korekcji, przy czym wpływ ten jest podobny dla korektorów o różnej wielkości $L \geq 2$. Zastosowanie najprostszego korektora o $L = 1$ wyraźnie zmniejsza interferencję. We wszystkich przypadkach zwiększenie wymiaru L korektora poprawia skuteczność korekcji, jednak poprawa ta jest istotna gdy L nie przekracza liczby 3. Dalsze zwiększanie L do rozmiaru założonej interferencji M czyli do 5 nie przynosi zdecydowanej poprawy korekcji. Dopiero dla $L = 6$ skuteczność korekcji poprawia się w sposób widoczny. Zauważmy, że w ostatnim przypadku zachodzi $L > M$. Niewielką poprawę skuteczności korekcji przy zwiększaniu L od 3 do 5 można wytłumaczyć tym, że dla punktów bardziej odległych interferencja jest mniejsza. Zastosowanie opisaney tu metody

korekcji do poprawy wyrazistości obrazu wraz z przykładem przedstawiono w [8].

Algorytm wyznaczania korektora w przypadku liniowej interferencji międzypunktowej jest stosunkowo prosty, ale wymaga rozwiązania układu $(2L_1 + 1) * (2L_2 + 1)$ równań liniowych. W przytoczonym przykładzie rozwiązano układy od 9 do 169 równań liniowych.

Wyniki eksperymentów opublikowanych w wielu pracach np: w [5, 15] zależą od przykładowego obrazu i nie są unormowane względem zniekształceń początkowych (nie podano średniokwadratowego błędu obrazu na wejściu filtru), co znacznie utrudnia porównanie wyników. Średniokwadratowy błąd na wyjściu filtru wynosi od około 500 do 1200 w [5] i od około 400 do 850 w [15]. W [5] do obrazu dodano szum o mocy 1800, tak więc gdyby zastosować tu wskaźnik skuteczności W/W_0 , to wynosiłby on od około 0.54 do 0.82. Zakładając, że w [15] na wejściu filtru odchyłka jasności każdego punktu obrazu nie była większa od średniej jasności otrzymuje się W/W_0 w granicach od 0.17 do 0.24. W niniejszej pracy W/W_0 wynosi od około 0.05 do 0.6. Należy jednak podkreślić, że w niniejszej pracy nie badano wpływu zakłóceń ani dyskretyzacji jasności punktów obrazu na jakość korekcji, natomiast w pracach [5, 15] filtracja zakłóceń stanowiła istotny element.

BIBLIOGRAFIA

1. J. Biemond, J. Rieske, J. J. Gerbrands: *A Fast Kalman Filter for Images Degraded by both Blur and Noise*. IEEE Trans. Acoust., Speech and Signal Process., Vol. ASSP-31, No. 5, October 1983, s. 1248—1256
2. R. S. Choraś: *Statystyczny koder obrazu z adaptacyjnym układem predykcji*. Archiwum Automatyki i Telemechaniki, z. 1—2, 1982, s. 83—91
3. R. S. Choraś: *Przegląd metod kodowania obrazu*, II KKN-T Przetwarzanie Sygnałów w Telekomunikacji Sterowaniu i Kontroli. Bydgoszcz 1986, t. 2, s. 175—188
4. A. P. Clark: *Advanced Data-Transmission Systems*. Pentech Press, London: Plymouth, 1977
5. M. M. Haudhoud, D. W. Thomas: *The Two-Dimensional Adaptive LMS (TDLMS) Algorithm*. IEEE Trans. on Circuit and Systems, Vol. CAS-35, No. 5, May 1988, s. 485—494
6. T. S. Huang: *Image Sequence Analysis*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York 1981
7. T. S. Huang, G. J. Yang, G. Y. Tang: *A Fast Twodimensional Median Filtering Algorithm*. IEEE Trans. Acoust., Speech and Signal Process., Vol. ASSP-27, No. 1, January 1979, s. 13—18
8. K. Kandziora-Blauman, J. Kisielewicz: *Korekcja interferencji w cyfrowym sygnale dwuwymiarowym*. III KKN-T Przetwarzanie Sygnałów w Telekomunikacji Sterowaniu i Kontroli, Bydgoszcz 1988, s. 43—48
9. T. Katayama, T. Hirai, K. Okamura: *A Fast Kalman Filter Approach to Restoration of Blurred Images*. Signal Processing, Vol. 14, No. 2, March 1988, s. 165—175
10. H. M. Lin, A. N. Willson Jr: *Median Filters with Adaptive Length*. IEEE Trans. on Circuit and Systems, Vol. CAS-35, No. 6, June 1988, s. 675—690
11. K. N. Ngan: *Experiments on Two-Dimensional Decimation in Time and Orthogonal Transform Domains*. Signal Processing, Vol. 11, No. 3, October 1986, s. 249—263
12. I. Pitas, A. N. Venetsanopoulos: *Nonlinear Order Static Filters for Image Filtering and Edge Detection*. Signal Processing, Vol. 10, No. 4, June 1986, s. 395—413
13. W. K. Pratt: *Digital image Processing*, Wiley Inc., New York 1978
14. J. Radecki, T. Chady: *Nieliniowe filtry adaptacyjne w zastosowaniu do przetwarzania obrazów*

- zakłóconych. III KKN-T Przetwarzanie Sygnałów w Telekomunikacji Sterowaniu i Kontroli, Bydgoszcz 1988, s. 26—30*
15. G.F. Ramponi, G.L. Sicuranza, W. Ukovich: *A Computational Method for the Design of 2-D Nonlinear Volterra Filters*. IEEE Trans. on Circuit and Systems, Vol. CAS-35, No. 9, September 1988, str. 1095—1102
 16. A. Rosenfeld, A.C. Kak: *Digital Picture Processing*. vol. 1, 2, Academic Press 1982
 17. A.M. Tekalp, H. Kaufman, J.W. Woods: *Model-Based Segmentation and Space-Variant Restoration of Blurred Images by Decision-Directed Filtering*. Signal Processing, Vol. 15, No. 3, October 1988, s. 259—269
 18. J.W. Woods, V.K. Ingle: *Kalman Filtering in Two Dimensions: Further Results*. IEEE Trans. Acoust., Speech and Signal Process., Vol. ASSP-29, No. 2, April 1981, s. 188—197

K. KANDZIORA-BLAUMAN, JERZY KISILEWICZ

THE IMAGE LINEAR INTERPOINT INTERFERENCE EQUALIZATION

Summary

A linear interpoint interference equalization method has been presented in the paper. An optimal calculation method has been proposed according to the accepted equalizer minimizing mean-square-error. Equalization efficiency for different sizes of equalizers and for assumed interference type has been presented.

SPIS TREŚCI

S. Osowski: Nieliniowe elementy dynamiczne w aspekcie realizacji praktycznej	3
J. Halawa: Synteza czaso-optimalnego układu sterowania z wykorzystaniem redukcji rzędu modelu wyjściowego	19
W. Marszałek: Prosta metoda projektowania dwuwymiarowych filtrów cyfrowych	29
M. Mrozowski, J. Mazur: Zastosowanie iteracyjnej metody rozkładu na funkcje własne do analizy dielektrycznych struktur mikrofalowych	37
W.J. Krzysztofik: Współczesne metody pomiaru anten mikrofalowych	53
K. Antosik, J. Hosza, T. Stachowiak: Badania symulacyjne wymiany informacji między dwoma węzłami magistralowej lokalnej sieci przetwarzania danych	75
T. Morawski: Szesnastostanowe modulatory mikrofalowe PSK oraz QAM	87
Z. Rymarowicz: Zakłócenia przemysłowe w miastach polskich w zakresie fal średnich radiofonicznych	97
M.J. Patyra, J. Zabrodzki: Centrowanie parametrów technologicznych układów scalonych LSI i VLSI. Podejście eksperymentalne	117
J. Radecki, T. Chady: Rekonstrukcja obrazów adaptacyjnymi filtrami liniowymi	139
A. Jaworek: Elektryczne metody badania aerozoli	149
H. Karbowski: Zależności między parametrami systemu automatycznego prowadzenia pociągu APP i systemu przekazywania informacji z toru do pociągu	171
A. Lewińska-Romicka: Defektoskopia wiroprądowa rur nieferromagnetycznych spawanych	175
A. Krzywaźnia, J. Ociepka: Cyfrowa analiza małych zaburzeń okresowości sygnałów	207
K. Kandziora-Blauman, J. Kisielewicz: Liniowa korekcja interferencji międzypunktowej w obrazie	217

CONTENTS

S. Osowski: Nonlinear dynamic elements in the aspect of practical realisation	3
J. Halawa: Synthesis of time-suboptimal control system using a reduction of the order of initial model	19
W. Marszałek: A simple method of designing of two-dimensional digital filters	29
M. Mrozowski, J. Mazur, T. Jabłoński: Application of the iterative eigenfunction expansion method to the analysis of microwave dielectric structures	37
W.J. Krzysztofik: Modern measuring methods of microwave antennas	53
K. Antosik, J. Hosza, T. Stachowiak: Simulation of data transmission between two nodes in bus type local processing network	75
T. Morawski: Sixteen-state microwave modulators PSK and QAM	87
Z. Rymarowicz: Man-made radio noise in the broadcasting medium-frequency range in the cities of Poland	97
M.J. Patyra, J. Zabrodzki: Technological parameters centering of LSI and VLSI integrated circuits. Experimental approach	117
J. Radecki, T. Chady: Adaptive linear filter in image restoration	139
A. Jaworek: Electrical methods of aerosol measurement	149

H. Karbowski: Relations between the parameters of the automatic train driving system APP and of the system of information transfer from the train track	171
A. Lewńska-Romicka: An eddy current defectoscopy of the non-ferrous welded tubes	175
A. Krzywaźnia, J. Ociepka: Digital analysis of small disturbances of periodicity of signals	207
K. Kandziora-Blauman, J. Kisilewicz: The image linear interpoint interference equalization	217

i

POLSKA AKADEMIA NAUK
KOMITET ELEKTRONIKI I TELEKOMUNIKACJI

**KWARTALNIK
ELEKTRONIKI I TELEKOMUNIKACJI
(ELECTRONICS AND
TELECOMMUNICATIONS
QUARTERLY)**

TOM XXXVI — ZESZYT 2

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
WARSZAWA 1990

RADA REDAKCYJNA

Przewodniczący

prof. dr ADAM SMOLIŃSKI

członek rzeczywisty PAN

Członkowie

prof. dr hab. DANIEL JÓZEF BEM, prof. dr hab. inż. MICHAŁ BIAŁKO — czł. koresp. PAN,
prof. dr inż. **KAZIMIERZ DZIĘCIOŁOWSKI**, prof. dr hab. inż. STEFAN HAHN — czł. koresp.
PAN, prof. dr inż. ANDRZEJ HAŁAS, prof. dr inż. ZDZISŁAW KACHLICKI, prof. dr hab. inż.
BOHDAN MROZIEWICZ, prof. dr inż. JERZY OSIOWSKI, prof. dr inż. WITOLD ROŚIŃSKI — czł.
rzech. PAN, prof. dr inż. STANISŁAW SŁAWIŃSKI, prof. dr hab. inż. STEFAN WĘGRZYN — czł.
rzech. PAN, prof. dr hab. inż. WIESŁAW WOLIŃSKI, 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. KRYSZTYN PLEWKO

Sekretarz Odpowiedzialny

mgr KRYSZYNA LELAKOWSKA

ADRES REDAKCJI

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

Dyżury Redakcji: środy i piątki, godz. 14—16

tel. 28 89 81 210 07-737

Telefony domowe: Redaktora Naczelnego: 12 17 65

Zast. Red. Naczelnego: 26 83 41

Sekretarza Odpowiedzialnego: 25 29 18

Państwowe Wydawnictwo Naukowe

Warszawa, ul. Miodowa 10

Ark. wyd. 11,75	Zamówienie nr 1660/12/90
Ark. druk. 9,5	Oddano do składania w październiku 1990 r.
Papier offsetowy kl. III 70 g, 70 × 100	Podpisano do druku w maju 1991 r.

Drukarnia Naukowo-Techniczna, Warszawa

Szanowni Czytelnicy

Zeszyt naszego czasopisma przekazywany w Wasze ręce jest pierwszym, który ukazuje się pod nowym tytułem

KWARTALNIK ELEKTRONIKI I TELEKOMUNIKACJI (ELECTRONICS AND TELECOMMUNICATIONS QUARTERLY)

Kwartalnik ten jest bezpośrednią kontynuacją wydawanego od 36 lat pod auspicjami Polskiej Akademii Nauk kwartalnika pt. „Rozprawy Elektrotechniczne”.

„Kwartalnik Elektroniki i Telekomunikacji” jest czasopismem Komitetu Elektroniki i Telekomunikacji Polskiej Akademii Nauk i w związku z tym na jego łamach publikowane są prace naukowe dotyczące podstaw teoretycznych i zastosowań z zakresu elektroniki, telekomunikacji, mikroelektroniki, optoelektroniki, radiotechniki i elektroniki medycznej. Zamieszczane są prace oryginalne, w tym przyczynkowe oraz zawierające analizy porównawcze metod lub systemów, systematyczne ujęcia określonej dziedziny wiedzy, omówienia aktualnego stanu lub postępu danej gałęzi techniki oraz omówienia perspektyw rozwojowych.

Czasopismo jest przeznaczone dla specjalistów oraz studentów zajmujących się wymienioną tematyką. Artykuły są publikowane w języku polskim i angielskim.

Redakcja wyraża ubolewanie, że z przyczyn od nas niezależnych poszczególne zeszyty kwartalnika ukazują się z rocznym opóźnieniem. Bardzo serdecznie za to przepraszamy naszych Autorów i Czytelników. Mamy nadzieję, że ten stan ulegnie poprawie.

Opóźnienia w wydawaniu kwartalnika powodują zakłócenia w jego zamawianiu i dostarczaniu do naszych Czytelników. W związku z tym informujemy, że:

- numery kwartalnika „Rozprawy Elektrotechniczne” z poprzednich lat i numery „Kwartalnika Elektroniki i Telekomunikacji” od 1990 r. można nabyć w Księgarni Państwowego Wydawnictwa Naukowego w Warszawie, ul. Miodowa 10.
- „Kwartalnik Elektroniki i Telekomunikacji” można prenumerować i kupować w Ośrodku Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych Polskiej Akademii Nauk

ORPAN

w Warszawie:	Pałac Kultury i Nauki 00-901 Warszawa, centrala telef. 20-02-11 wew. 21-05 Dział Wydawnictw Krajowych
w Białymstoku:	15-082 Białystok, ul. Nowotki 13 tel. 415-070 wew. 175
w Lublinie:	20-031 Lublin, Pl. Marii Skłodowskiej-Curie 5 tel. 375-413
w Łodzi:	90-265 Łódź, ul. Piotrkowska 48 tel. 333-702
w Katowicach:	40-007 Katowice, ul. Bankowa 11 tel. 587-709
w Krakowie:	31-020 Kraków, ul. Św. Marka 22 tel. 215-314
w Poznaniu:	61-725 Poznań, ul. Mielżyńskiego 27/29 tel. 524-516
w Wrocławiu:	50-071 Wrocław, Pl. Wolności 7 tel. 340-16

Cena poszczególnych zeszytów „Kwartalnika Elektroniki i Telekomunikacji” wynosi 10 000 zł za numer.

W przypadkach trudności w zaprenumerowaniu lub nabyciu zeszytów kwartalnika prosimy o informowanie o tym naszej redakcji.

REDAKCJA

Technologia elementów optycznych do laserów

LECH BOROWICZ

VIGO — LASER sp. z o. o., Warszawa

ANDRZEJ ZAJĄC

Instytut Optoelektroniki — Wojskowa Akademia Techniczna, Warszawa

*Referat wygłoszony na II Sympozjum Techniki Laserowej
w Szczecinie, 7-10 wrzesień 1987 r.*

W artykule omówiono wybrane zagadnienia technologii elementów optycznych do laserów, w szczególności metod wykonania powierzchni elementów ze szkła optycznych. W tej części pracy autorzy przedstawili wyniki własnych badań — technologię szklanych powierzchni optycznych o wysokiej odporności na duże gęstości mocy promieniowania laserowego. Omówiono również technologię elementów optycznych na zakres dalszej podczerwieni, w szczególności do laserów CO₂. Wskazano na związek jakości podłoża z fizyko-chemicznymi własnościami cienkich warstw różnej konstrukcji, które są nanoszone na to podłoże. Opisano kilka nowszych technik wytwarzania cienkich warstw — pokryć węglowych a-C:H oraz NSP.

WSTĘP

Technika laserowa wymaga zastosowania bardzo licznych materiałów optycznych do realizacji złożonych układów optycznych stosowanych podczas budowy układów laserowych. Szeroki zakres długości fali promieniowania — od ultrafioletu do dalekiej podczerwieni (10,6 μm dla lasera CO₂) — wymusza stosowanie odpowiednich materiałów dla różnych zakresów promieniowania. O ile problemy technologiczne spotykane podczas wykonywania elementów optycznych dla zakresu widzialnego stosowanych przy niewielkich gęstościach mocy promieniowania są w zasadzie rozwiązane — pod względem wymaganych środków i metod obróbki — to nadal istnieją problemy z produkcją elementów optycznych wytwarzanych z kryształów (KDP, KDDP, NaCl, KCl, GaAs, Si, Ge i inne) oraz z optyką metalową (głównie dla laserów na CO₂). Specyficzne problemy technologiczne istnieją również w zakresie widzialnym oraz bliskiej podczerwieni (głównie dla laserów Nd/YAG i rubinowych oraz barwnikowych) dla elementów optycznych narażonych na ekspozycję promieniowaniem laserowym o dużej gęstości mocy. Wybrane elementy technologii elementów optycznych oraz metody kontroli parametrów optycznych elementów stosowanych w technice laserowej zostaną przedstawione w niniejszym opracowaniu.

1. ELEMENTY OPTYCZNE WYKONYWANE ZE SZKIEŁ OPTYCZNYCH

Uwzględniając technologię wykonania, szkła optyczne są aktualnie w kraju najlepiej opanowanymi materiałami optycznymi. Problemy technologiczne są rozwiązywane dla typowych elementów optycznych, oraz stosunkowo mało odpowiedzialnych elementów, natomiast istnieje cała grupa zagadnień technologicznych, których rozwiązanie warunkuje rozwój:

- 1 — interferometrii laserowej (wzorce interferencyjne, szczególnie dla dużych średnic elementów),
- 2 — techniki pomiarów parametrów gładkościowych polerowanych powierzchni elementów optycznych (wzorce bezwzględnej mikrochropowatości),
- 3 — układów laserowych o dużej gęstości mocy promieniowania (elementy optyczne o wysokim progu uszkodzenia).

1.1. TECHNOLOGIA WYKONANIA ELEMENTÓW O WYSOKIEJ DOKŁADNOŚCI KSZTAŁTU

Obecnie znane są metody pozwalające na powtarzalne wykonywanie elementów optycznych z dokładnością kształtu rzędu $\lambda/100$ (2, 3, 16). Wykorzystywane do tego materiały to:

- zerodur,
- szkła kwarcowe,
- szkła borokrzemowe.

W kraju problemami technologicznymi związanymi z produkcją elementów optycznych o wysokiej dokładności kształtu zajmuje się IKPPIo Politechniki Warszawskiej (17). Opanowanie technologii wytwarzania wzorców interferencyjnych o dużych średnicach — do około 300 mm — warunkuje produkcję interferometrów laserowych typu IL 200 i ich kolejnych wersji rozwojowych — cena jednego wzorca wyprodukowanego w Europie Zachodniej wynosi ok. 18 tys. dolarów.

1.2. TECHNOLOGIA ELEMENTÓW OPTYCZNYCH O ZAŁOŻONYCH PARAMETRACH MIKROGEOMETRII POWIERZCHNI

Problemy wytwarzania elementów o określonej (zazwyczaj skrajnie niskiej) mikrochropowatości, związane są nierozdzielnie z techniką laserową z jednej strony — elementy odporne na wysokie gęstości mocy promieniowania laserowego — jak też z techniką pomiarów parametrów mikrogeometrii powierzchni elementów optycznych z drugiej. Problemy te występują zasadniczo dla większości elementów optycznych stosowanych w zakresie ultrafioletu, elementów optycznych do techniki laserowej z pokryciami dielektrycznymi oraz elementów do laserów CO_2 (w tym elementów metalowych oraz transmisyjnych). Obecnie spotykane w kraju układy do pomiarów parametrów mikrochropowatości powierzchni — COBRABiD oraz PCO — są w zasadzie układami do pomiarów względnych. Posiadanie wzorców bezwzględnej mikrochropowatości stanowi o możliwości wykonywania pomiarów bezwzględnych

(dotyczy to stosowanych metod rozproszeniowych). Aktualnie określanie bezwzględnej wartości mikrochropowatości wykonywane jest metodą FECO [13, 14].

Znana jest zależność pomiędzy stosowaną technologią obróbki a uzyskiwaną mikrochropowatością powierzchni. Zestawienie uzyskiwanych wartości tego parametru podano w tabeli I [1, 2, 3, 6, 8, 11, 12, 15].

Tabela I.

Zestawienie wartości mikrochropowatości powierzchni polerowanych materiałów optycznych przy zastosowaniu różnych materiałów i technik polerskich

Materiał	Metoda polerowania	Mikrochropowatość (A)
szkło kwarcowe	ogniowe	20,9 (TIS)
	konwencjonalne	12,4 (TIS)
	zanurzeniowe	9,3 (TIS)
	trawienie jonowe	16,5 (TIS)
	flotacyjne	2,2 (profilometr)
Si (monokryształ)	konwencjonalne	7—12 (TIS)
	zanurzeniowe	6,2 (TIS)
TZM	konwencjonalne	59 (FECO)
	zanurzeniowe	80 (FECO)
molibden	konwencjonalne	52 (FECO)
	zanurzeniowe	79 (FECO)
	chemiczno-mechan.	49 (FECO)
Be — Cu	konwencjonalne	30 (FECO)
	chemiczno-mechan.	30 (FECO)
Cu	konwencjonalne	38,8 (TIS)
	konwencjonalne + 0,2 μm sproszkowane Cu (*)	15,6 (TIS)
szkło BK-7	konwencjonalne	10—30 (TIS)
	zanurzeniowe	6—20 (TIS)

* — do konwencjonalnego środka polerskiego dodano sproszkowane Cu

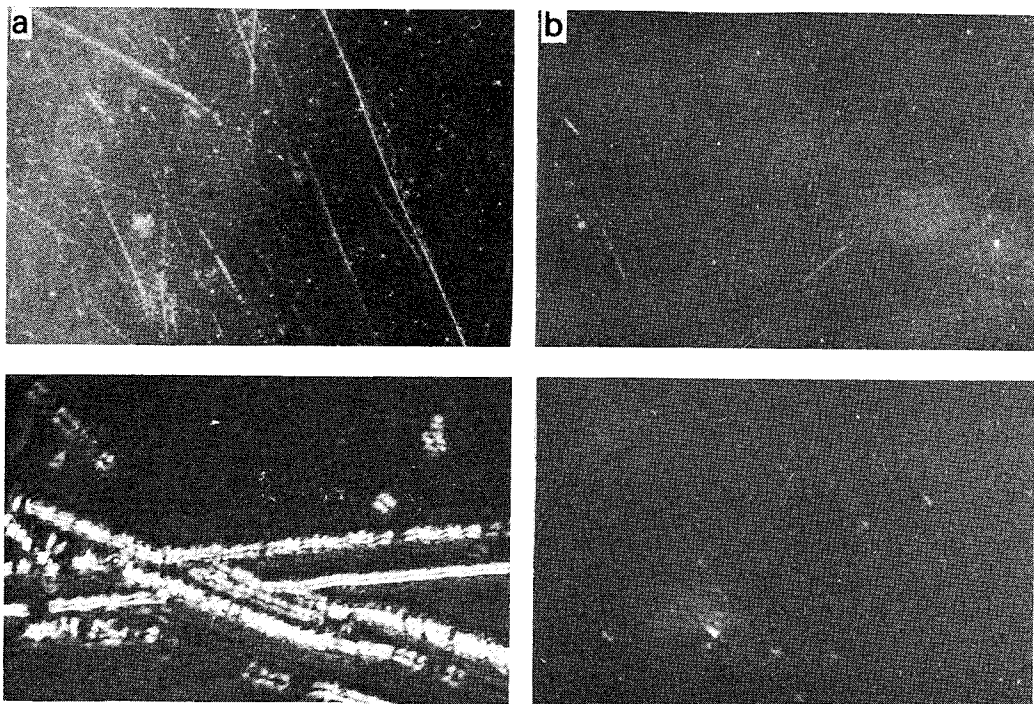
Jest oczywiste, iż przedstawione w powyższej tabeli szczegółowe wyniki pomiarów mikrochropowatości powierzchni polerowanych elementów są wynikiem zastosowania konkretnego ciągu technologicznego o ściśle określonych parametrach technicznych oraz przy wykorzystaniu wybranych środków polerskich. Bliższe dane techniczne przedstawionych w tabeli przypadków można znaleźć w cytowanej literaturze. Przedstawione wyniki pomiarów mikrochropowatości polerowanej powierzchni metalu, nie uwzględniają wyników uzyskanych metodą polerowania flotacyjnego [1, 2]. Metoda ta z dobrymi efektami stosowana była do polerowania elementów metalowych oraz szkła kwarcowego. Eksperymenty autorów z zastosowaniem polerowania flotacyjnego do szkła BK-7 dowodzą, że również w tym przypadku wyniki są obiecujące.

1.3. WYTWARZANIE I DIAGNOSTYKA ELEMENTÓW OPTYCZNYCH O PODWYŻSZONYM PROGU USZKODZENIA PROMIENIOWANIEM LASEROWYM

Rozwój techniki laserowej — szczególnie laserów na ciałach stałych, gdzie możliwe jest uzyskanie gęstości mocy promieniowania laserowego nawet powyżej 10^{12} W/cm² — wymaga opanowania technologii wykonywania i kontroli elementów optycznych, których parametry energetyczne (głównie próg uszkodzenia powierzchni, determinujący odporność elementu na zniszczenie promieniowaniem laserowym) pozwalają na osiąganie tak wysokich poziomów gęstości mocy promieniowania.

W ostatnich latach wykonano w Zakładzie Optyki COBRABiD oraz w Instytucie Optoelektroniki WAT szereg prac, mających na celu opracowanie powtarzalnej technologii elementów optycznych o podwyższonej odporności na zniszczenie promieniowaniem laserowym oraz doбором metod kontroli stanu powierzchni warunkujących prawidłową ocenę przydatności wykonanych elementów do założonych warunków pracy. W efekcie końcowym uzyskano dwie metody realizujące założone cele. Podczas badań poddano analizie:

— możliwość uzyskania wymaganej w technice laserowej dokładności kształtu wykonywanego elementu (makrogeometria),



Rys. 1 Wynik wytrawiania w HF powierzchni szkła BK-7 a) powierzchnia kontrolna, nietrawiona b) jak wyżej po trawieniu c) wynik zastosowania dodatkowego polerowania konwencjonalnego przez 36 godzin, powierzchnia trawiona identycznie jak dla przypadku b)

Zdjęcia górne są makrofotografią powierzchni przy powiększeniu $20\times$, natomiast dolne są wybranymi fragmentami tej powierzchni uzyskanymi przy zastosowaniu mikroskopu polaryzacyjno-interferencyjnego (pow. $400\times$)

- stan zdefektowania warstwy podpowierzchniowej oraz jej własności optyczne i strukturę,
- związki pomiędzy stosowanymi metodami i parametrami obróbki a stechiometrią warstwy podpowierzchniowej,
- parametry mikroteometrii powierzchni.

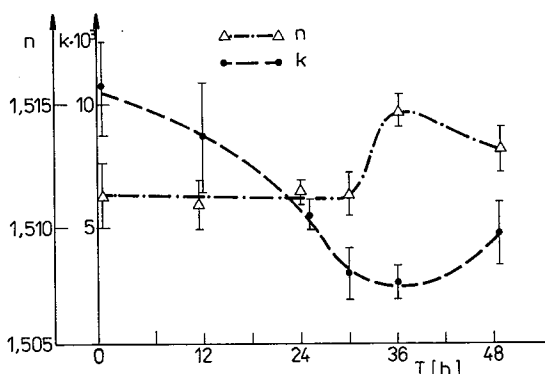
1.3.1. Polerowanie konwencjonalne

Wykorzystując znane uwarunkowania technologiczne (20), jako punkt wyjścia przyjęto:

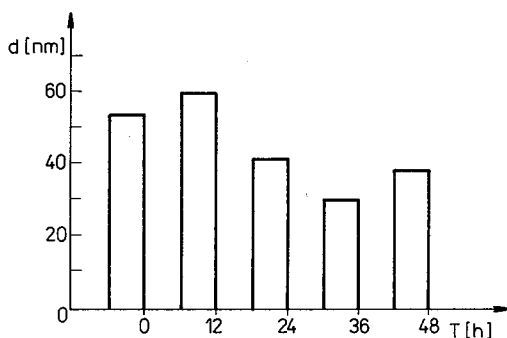
- tlenek ceru, jako środek polerski,
- stężenie zawiesiny polerskiej równe $0,1 \text{ g/cm}^3$,
- w celu wyeliminowania przypadkowych i trudnych do uniknięcia czynników, zastosowano ciągle podawanie poleru w obiegu zamkniętym,
- typowe wartości istotnych parametrów technicznych — prędkość obrotowa narzędzia smołowego i naciski.

W wyniku wykonanych badań wykazano, że stosowane obecnie metody kontroli jakości elementów optycznych, szczególnie w przypadku elementów do techniki laserowej, są niewystarczające. Zapewnienie wymaganej makrogeometrii i „czystości” powierzchni elementów optycznych nie gwarantuje wysokiego progu uszkodzenia powierzchni przy ekspozycji promieniowaniem laserowym o dużej gęstości mocy [21]. Na rys. 1 przedstawiono wynik trawienia powierzchni szkła BK-7 metodą zaproponowaną w [22]. Dla porównania przedstawiono stan powierzchni nie poddanej procesowi wytrawiania w HF.

Wyniki uzyskane metodą wytrawiania w kwasie fluorowodorowym, zasugerowały konieczność zbadania metodami elipsometrycznymi powierzchni szkła poddanego dodatkowemu polerowaniu konwencjonalnemu. Otrzymane wyniki przedstawiono na rys. 2 i rys. 3.



Rys. 2 Wartości składowych zespolonego współczynnika załamania warstwy podpowierzchniowej szkła BK-7 polerowanego konwencjonalnie po szlifowaniu proszkami korundowymi. Na osi poziomej odłożono czas dodatkowego polerowania



Rys. 3 Grubość warstwy po powierzchniowej dla przypadku polerowania konwencjonalnego po szlifowaniu proszkami korundowymi

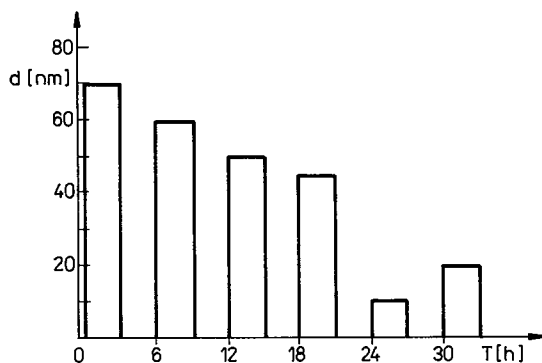
Przedstawione wykresy wskazują na istnienie optymalnego — ze względu na własności optyczne warstwy podpowierzchniowej — czasu polerowania. Jak widać, minimalna grubość warstwy oraz minimalna wielkość urojonej części zespolonego współczynnika załamania osiągane są po takim samym czasie polerowania dodatkowego, jednak następuje to aż po około 36 godz. Fakt ten powoduje znaczne podwyższenie kosztów wykonania elementów optycznych tą metodą oraz podnosi prawdopodobieństwo uszkodzenia (np. zarysowanie) powierzchni elementu.

W celu wyeliminowania tych trudności, a głównie skrócenia czasu niezbędnego do wykonania elementów o podwyższonym progu uszkodzenia powierzchni, podjęto próbę zastosowania docierania pastylkami diamentowymi, zamiast szlifowania dokładnego proszkami korundowymi. Głównymi zaletami procesu docierania pastylkami diamentowymi [23] są:

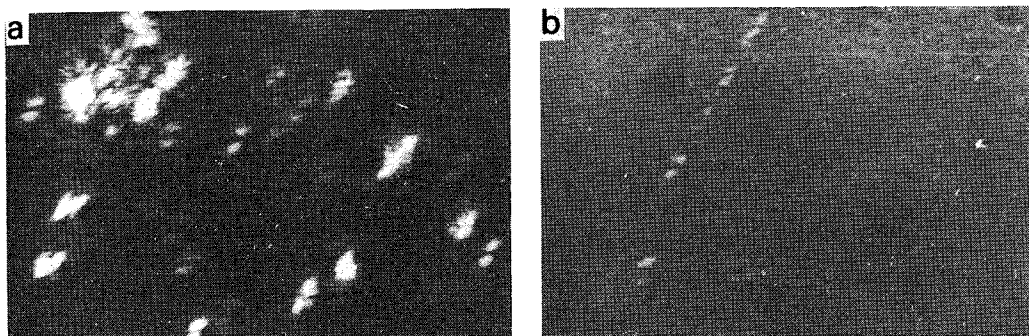
- duża wydajność procesu,
- małe zużycie narzędzia — 30-50 razy mniejsze niż narzędzia żeliwne przy szlifowaniu oraz większa powtarzalność dokładności obróbki. Możliwe jest powtarzalne odwzorowanie kształtu z odchyłką mniejszą niż $2 \mu\text{m}$,
- parametry obróbki mogą być modyfikowane w celu uzyskania odpowiedniej jakości obrabianej powierzchni.

Zastosowanie procesu docierania pastylkami diamentowymi zamiast szlifowania dokładnego proszkami korundowymi oraz polerowania konwencjonalnego spowodowało skrócenie czasu niezbędnego do uzyskania analogicznych własności optycznych warstwy podpowierzchniowej jak po 36 godz. polerowania konwencjonalnego po szlifowaniu korundem do około 24 godz. — rys. 4.

Równocześnie dla tak prowadzonego procesu technologicznego nie występują typowe dla polerowania po szlifowaniu proszkami korundowymi defekty podpowierzchniowe. Na rys. 5 przedstawiono wynik wytrawiania powierzchni polerowanej po docieraniu pastylkami diamentowymi. Porównanie stanu warstwy podpowierzchniowej — po 7 godz. polerowania nie są widoczne po wytrawianiu w kwasie fluorowodorowym defekty, z pokazanym na rys. 4 optymalnym ze względu na własności optyczne warstwy podpowierzchniowej czasem polerowania pozwala na stwierdzenie, że proces docierania powoduje znaczne zmiany w obrabianym szkłe.

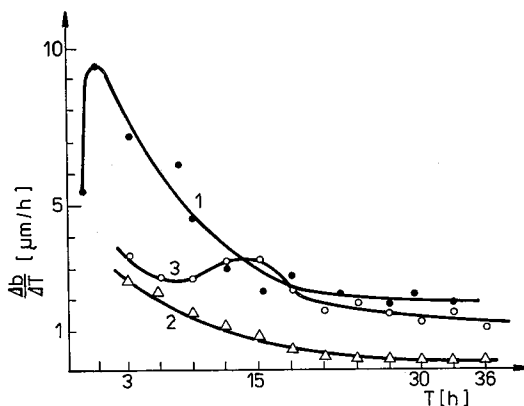


Rys. 4 Grubość warstwy podpowierzchniowej dla przypadku polerowania konwencjonalnego po docieraniu pastylkami diamentowymi. Parametry procesu polerowania identyczne jak dla przypadku przedstawionego na rys. 3



Rys. 5 Wynik wytrawiania powierzchni polerowanej po docieraniu pastylkami diamentowymi; a) powierzchnia polerowana 3 godz. i poddana wytrawianiu b) powierzchnia polerowana 7 godzin i poddana wytrawianiu

Fotografie powierzchni wykonano mikroskopem polaryzacyjno-interferencyjnym przy powiększeniu 400 ×



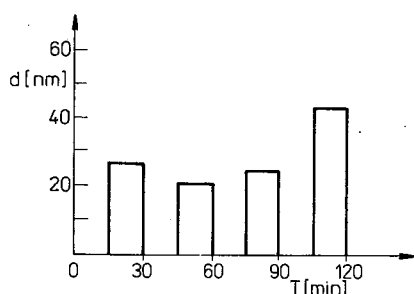
Rys. 6 Szybkość zdejmowania materiału podczas polerowania konwencjonalnego w zależności od zastosowanej metody obróbki dokładnej i czasu polerowania;

1 — po docieraniu, 2 — woda, 3 — Opaline @ 0,1 g/cm³

Z powyższych spostrzeżeń wynika konieczność zdjęcia w procesie polerowania stosunkowo grubej warstwy szkła, co w polerowaniu konwencjonalnym jest procesem długotrwałym — na rys. 6 przedstawiono szybkość zdejmowania materiału dla polerowania konwencjonalnego po szlifowaniu proszkami korundowymi oraz po docieraniu pastylkami diamentowymi. Dla obydwu procesów szybkości te są podobne i wynoszą kilka $\mu\text{m}/\text{godz}$.

1.3.2. Polerowanie przy podwyższonych parametrach procesu

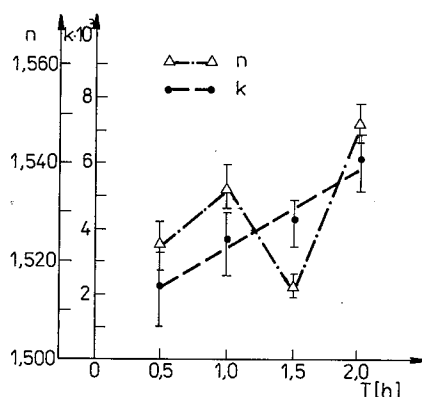
Podjęto w związku z tym próbę podniesienia intensywności polerowania poprzez odpowiednie zmiany parametrów procesu — nacisk i szybkość obrotowa narzędzia polerskiego. Konwencjonalne podłoża polerskie nie zapewniają prawidłowej współpracy narzędzia i polerowanego elementu przy stosowaniu wyższych nacisków i prędkości obrotowej. Spowodowało to konieczność zastosowania odpowiednio stabilnego narzędzia — podłoże smołowe stabilizowane tkaniną. Tak wykonane narzędzie polerskie zachowuje korzystne cechy narzędzia smołowego — możliwość korekty kształtu oraz dopasowywanie się narzędzia do obrabianych elementów w trakcie polerowania — zachowując równocześnie odpowiednią stabilność.



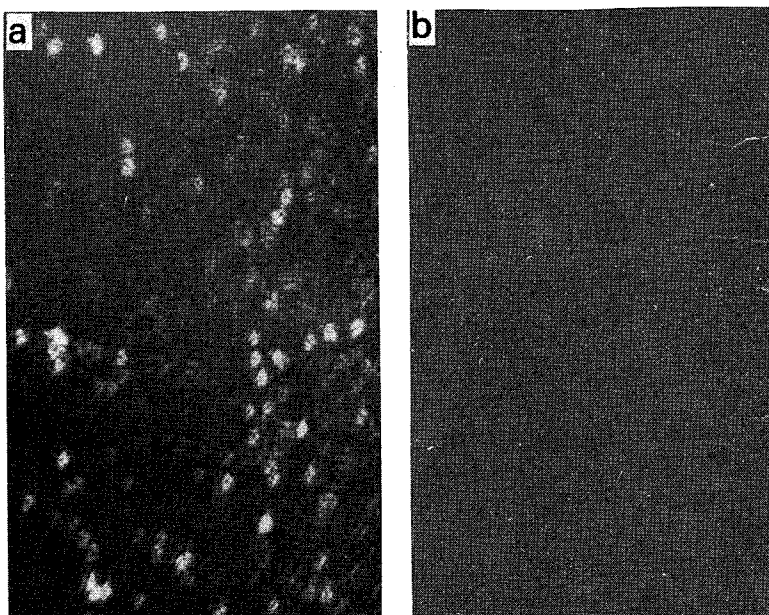
Rys. 7 Grubość warstwy podpowierzchniowej dla przypadku polerowania szybkiego po procesie docierania pastylkami diamentowymi. Współczynnik załamania warstwy podpowierzchniowej wyższy niż współczynnik załamania litego materiału

Zastosowanie polerowania „szybkiego” (przy podwyższonych parametrach procesu polerowania) pozwoliło:

— znacznie skrócić niezbędny do uzyskania optymalnej struktury warstwy podpowierzchniowej czas polerowania. Po 1,5 godz. polerowania szybkiego uzyskano warstwę podpowierzchniową o grubości 25—35 nm (rys. 7) i właściwej jakości (brak defektów w warstwie wykrywanych po zastosowaniu wytrawiania w HF),



Rys. 8 Zależność składowych zespolonego współczynnika załamania warstwy podpowierzchniowej szkła BK-7 polerowanego przy podwyższonych parametrach procesu



Rys. 9 Efekt wytrawiania powierzchni szkła BK-7 uzyskanej w procesie polerowania szybkiego: a) i b) powierzchnie polerowane odpowiednio 0,5 i 1 godzinę po wytrawianiu.

Fotografie wykonano za pomocą mikroskopu polaryzacyjno-interferencyjnego przy powiększeniu 400 ×

— uzyskać wpływ na własności optyczne warstwy podpowierzchniowej (współczynnik załamania warstwy podpowierzchniowej większy bądź mniejszy od współczynnika załamania obrabianego materiału).

Na rys. 8 przedstawiono zależność zespolonego współczynnika załamania warstwy podpowierzchniowej dla przypadku polerowania szybkiego.

Przy porównywaniu obydwu procesów polerowania należy uwzględnić stan zdefektowania warstwy podpowierzchniowej. Na rys. 9 przedstawiono efekt wytrawiania w HF powierzchni szkła BK-7 polerowanego w procesie szybkim.

1.3.3. Związek parametrów fizycznych powierzchni elementów optycznych z zastosowaną technologią polerowania

Poszukując korelacji parametrów fizycznych powierzchni polerowanego szkła BK-7 z zastosowaną technologią polerowania przeprowadzono pomiary:

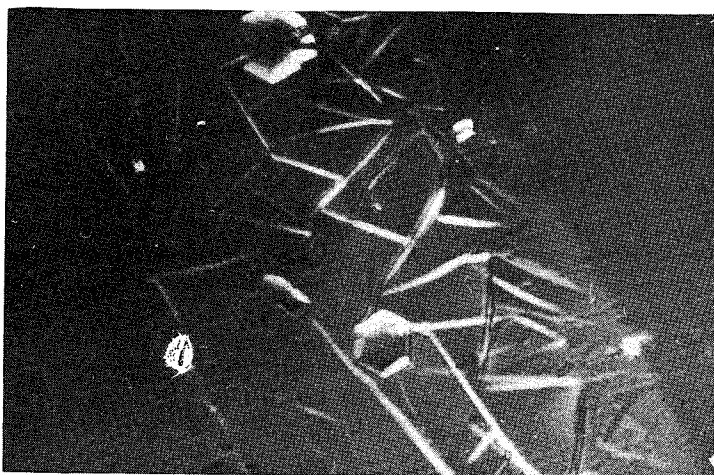
— własności optycznych warstwy podpowierzchniowej stosując metody elipsometryczne (wyniki pomiarów przedstawiono w poprzednich punktach),

— stechiometrii warstwy podpowierzchniowej przy zastosowaniu metody SIMS (szczegółowe wyniki przedstawiono w [21]),

— mikrogeometrii powierzchni polerowanych przy zastosowaniu metody rozprośzeniowej — metodą AS,

— progu uszkodzenia powierzchni promieniowaniem laserowym (badania te stanowiły ostateczną weryfikację przydatności zastosowanej technologii polerowania do wykonywania elementów o podwyższonym progu uszkodzenia powierzchni).

Na rys. 11 zestawiono wyniki pomiaru metodą SIMS powierzchni szkła BK-7 polerowanego konwencjonalnie oraz w procesie szybkim. Przedstawione przypadki odpowiadają sytuacji, gdy część rzeczywista zespolonego współczynnika załamania warstwy podpowierzchniowej osiąga wartość mniejszą (polerowanie konwencjonalne) lub większą (polerowanie szybkie) niż współczynnik załamania litego materiału. Pomimo tego, że metoda SIMS nie pozwala na uzyskanie informacji o bezwzględnej zawartości składników chemicznych w badanej warstwie podpowierzchniowej widoczne są na przedstawionym wykresie wyraźne różnice dla obydwu rozpatrywanych przypadków zastosowanej technologii polerowania. Przeprowadzone w celu stwierdzenia przyczyn zaobserwowanego zjawiska badania sugerują, iż przyczyną zaistniałych różnic są zmiany wywołane efektami termicznymi zachodzącymi podczas polerowania szybkiego.



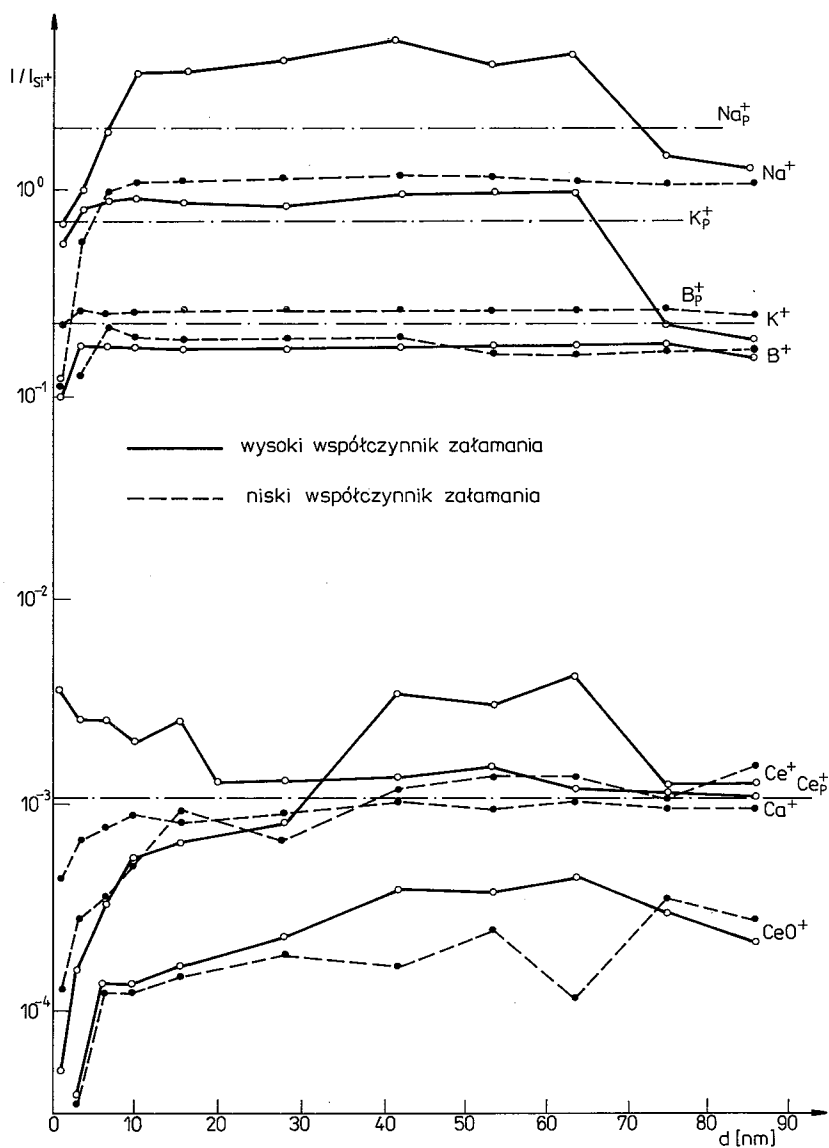
Rys. 10 Efekt krystalizacji warstwy podpowierzchniowej polerowanego metodą szybką szkła BK-7, powiększenie 400 ×

Fotografię wykonano za pomocą mikroskopu polaryzacyjno-interferencyjnego po wytrawieniu w HF w poprzek warstwy podpowierzchniowej

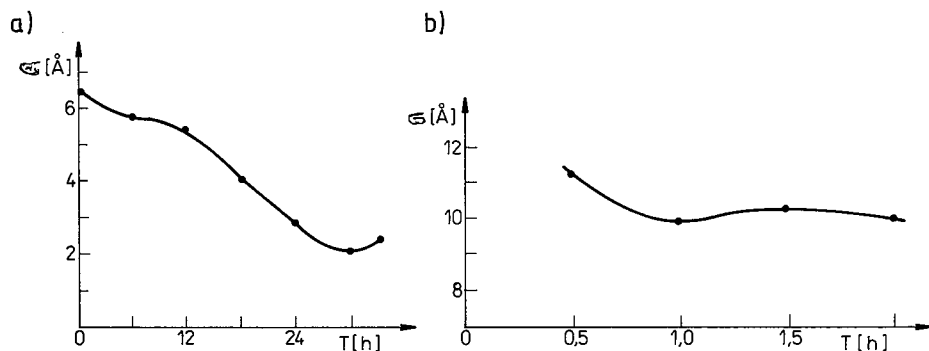
Panujące na powierzchni polerowanego metodą szybką elementu temperatury mogą wywoływać krystalizację warstwy podpowierzchniowej — przykład bardzo zaawansowanej krystalizacji warstwy podpowierzchniowej przedstawiono na rys. 10.

Wykonane pomiary porównawcze rms chropowatości powierzchni po polerowaniu przedstawionymi wcześniej metodami — wyniki przedstawiono na rys. 12 — wykazały, że w wyniku zastosowania tych technik polerowania uzyskane wielkości mikrochropowatości są wystarczające dla elementów stosowanych w układach laserowych.

Pomiary mikrochropowatości polerowanej powierzchni szkła wykonano wykorzystując aparaturę zbudowaną w COBRABiD [18]. Z przeprowadzonych pomiarów wynika, że mikrochropowatość badanych elementów optycznych zawiera się w przedziale kilku Å. Otrzymanie bezwzględnej wartości mikrochropowatości powierzchni jest możliwe, np. metodą opisaną w [19], jeśli posiada się wzorzec mikrochropowatości.

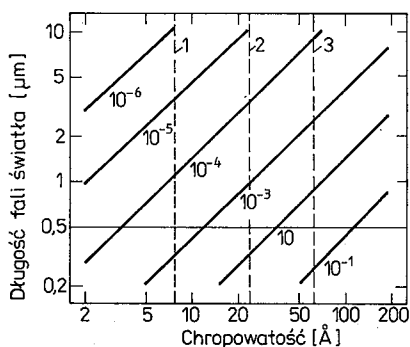


Rys. 11 Zestawienie wyników pomiarów stechiometrii warstwy podpowierzchniowej polerowanych powierzchni szkła BK-7 dla przypadku polerowania konwencjonalnego (niski współczynnik załamania) oraz polerowania szybkiego (wysoki współczynnik załamania)



Rys. 12 Zestawienie wyników pomiaru rms chropowatości powierzchni szkła BK-7 polerowanej a) konwencjonalnie i b) szybko. Pomiary wykonano metodą rozproszenia kąowego — AS

Na rys. 13 przedstawiono [14] zależność wielkości strumienia światła rozproszonego w zależności od mikrochropowatości powierzchni oraz długości fali światła stosowanego podczas pomiarów mikrogeometrii. Powyższa zależność jest słuszna w przypadku metody TIS. Z przedstawionej zależności widać, że zastosowanie metod rozproszeniowych do badania mikrogeometrii powierzchni elementów optycznych związane jest z koniecznością wykonywania precyzyjnych pomiarów strumienia światła rozproszonego z dynamiką 10^{-6} . W przypadku stosowania metody AS

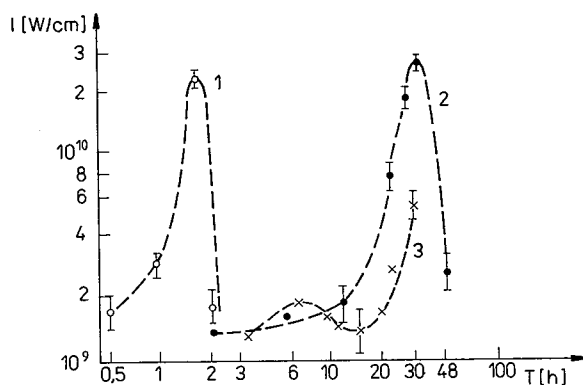


Rys. 13 Zależność wielkości strumienia światła rozproszonego od mikrochropowatości powierzchni oraz długości fali światła stosowanego przy wykonywaniu pomiarów

1 — polerowanie gładkościowe, 2 — polerowanie typowe (szkło), 3 — polerowanie typowe (metale)

wymagany zakres prostoliniowości detektora jest jeszcze większy, — dynamika sygnału wynosi 10^{-8} — a równocześnie do opracowania wyników konieczne jest założenie modelu powierzchni. Zazwyczaj [24] przyjmuje się rozkład normalny mikronierówności, co nie zawsze jest słuszne.

Ostateczną weryfikacją przydatności zastosowanych metod polerowania (jak również procesów obróbki dokładnej) stanowiły próby zniszczeniowe. Badania progu uszkodzenia powierzchni elementów optycznych prowadzono wykorzystując drugą harmoniczną lasera neodymowego Nd/YAG — $\lambda = 0,530 \mu\text{m}$. Zestawienie otrzymanych wyników pomiarów przedstawiono na rys. 14.



Rys. 14 Porównanie wielkości progu uszkodzenia powierzchni szkła BK-7 w zależności od sposobu i czasu polerowania

1 — polerowanie szybkościowe, 2 — polerowanie konwencjonalne po szlifowaniu, 3 — j.w. po docieraniu

Analizując powyższy wykres możemy stwierdzić:

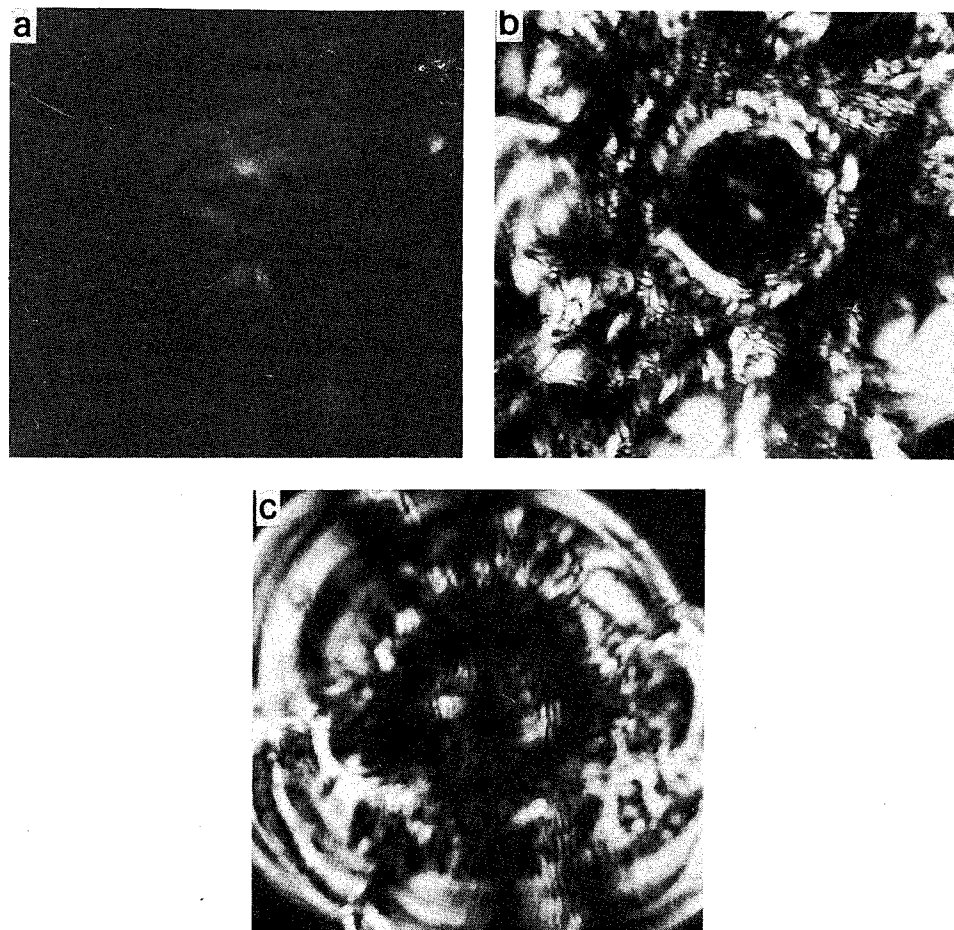
— we wszystkich rozpatrywanych ciągach technologicznych istnieje optymalny, ze względu na próg uszkodzenia powierzchni, czas polerowania. Dla polerowania konwencjonalnego po szlifowaniu proszkami korundowymi wynosi on około 36 godzin natomiast polerowanie konwencjonalne po docieraniu pastylkami diamentowymi przy przyjętym kryterium nie jest konkurencyjne. Dla polerowania szybkiego optymalny czas polerowania wynosi 1,5 godz.

— wielkość progu uszkodzenia, w przypadku optymalnych parametrów obróbki, jest porównywalna,

— stosowanie polerowania szybkiego po docieraniu pastylkami diamentowymi wymaga odpowiedniej procedury kontroli międzyoperacyjnej, co spowodowane jest małą tolerancją optymalnego czasu polerowania. Dla przypadku polerowania konwencjonalnego tolerancja czasu polerowania wynosi około 2—3 godz., przy czym odejście od czasu optymalnego o około 10 godz. powoduje obniżenie progu uszkodzenia nie więcej niż o czynnik 2. Zupełnie inaczej przedstawia się sytuacja dla polerowania szybkiego po procesie docierania — w tym przypadku odejście od optymalnego czasu polerowania o 0,5 godz. powoduje zmniejszenie progu uszkodzenia powierzchni około 10 razy (rys. 15).

1.3.4. Metody kontroli parametrów polerowanych powierzchni szkła

W poprzednich podpunktach wykazano wieloparametrowość zjawiska odporności powierzchni elementów optycznych na ekspozycję dużą gęstością mocy promieniowania laserowego. Jak pokazano, uzyskanie bardzo cienkiej warstwy podpowierzchniowej na podłożu bez mikropełnięć nie stanowi warunku wystarczającego — negatywnym przykładem jest polerowanie konwencjonalne po docieraniu — osiągnięcia wysokiej wartości progu uszkodzenia powierzchni. Zgodnie z przedstawionymi



Rys. 15 Morfologia defektów powierzchni polerowanych szkieł BK-7 przy polerowaniu szybkim: a) optymalny czas polerowania b) przypadek polerowania o 0,5 godz. za krótko c) przypadek polerowania o 0,5 godz. za długo

Defekty powstały przy takiej samej gęstości energii. Powiększenie 400×

wynikami można przyjąć, że dużą odporność na ekspozycję spójnym promieniowaniem o znacznej gęstości mocy promieniowania osiąga się w przypadku:

- braku mikropęknięć podpowierzchniowych,
- niskiej mikrochropowatości powierzchni elementu,
- osiągnięcia minimalnej grubości i zbliżonych własności optycznych warstwy podpowierzchniowej do własności litego materiału,
- oraz dodatkowo [21] osiągnięcia w warstwie podpowierzchniowej początkowego stadium krystalizacji (nieliczne, zauważalne krystality).

Dopiero spełnienie wszystkich tych warunków gwarantuje otrzymanie elementów optycznych o wysokim progu uszkodzenia powierzchni. W związku z tym należy dla elementów wykonywanych do techniki laserowej (szczególnie dla przypadku elemen-

tów narażonych na oddziaływanie promieniowania laserowego o dużej gęstości mocy) przeprowadzić:

— w trakcie procesu polerowania (głównie dla procesu polerowania szybkiego) pomiary elipsometryczne, które pozwalają na określenie:

- 1 — z prostych obliczeń pseudoparametrów Brewstera. Pomiar ten pozwala na określenie przedziału czasu gdy $ReN = n$, natomiast ImN przyjmuje wartość minimalną,
- 2 — rzeczywistych własności optycznych warstwy podpowierzchniowej (wystarczające jest zastosowanie modelu jednorodnej, bezabsorbacyjnej warstwy podpowierzchniowej). W tym przypadku warunkiem dużej odporności elementów optycznych jest osiągnięcie minimalnej grubości warstwy podpowierzchniowej o własnościach zbliżonych do własności optycznych litego materiału,

— selekcję elementów (tylko dla przypadku polerowania szybkiego) pod kątem minimalnej mikrochropowatości powierzchni — metoda pomiaru mikrochropowatości dowolna,

— dla przypadku polerowania konwencjonalnego po szlifowaniu proszkami korundowymi ocenę metodami mikroskopii polaryzacyjno-interferencyjnej, po wytrawieniu w HF, stanu warstwy podpowierzchniowej.

2. TECHNOLOGIA ELEMENTÓW OPTYCZNYCH NA ZAKRES DALEKIEJ PODCZERWIENI — ELEMENTY DO LASERÓW CO_2 , CO, $3,39\ \mu m$ He-Ne, ORAZ MATERIAŁÓW KRYSTALICZNYCH NA ZAKRES WIDZIALNY

Ze względu na podobne, jak dla przypadku elementów optycznych stosowanych w laserach w zakresie widzialnym, wymagania dotyczące odporności energetycznej elementów stosowanych do układów laserowych pracujących w zakresie dalekiej podczerwieni, w tej części opracowania przedstawione zostaną wybrane elementy technologii, charakterystyczne dla przedstawionej w tytule niniejszego punktu grupy elementów optycznych.

2.1. ELEMENTY OPTYCZNE DO LASERÓW CO_2 DUŻEJ MOCY

Problemy technologiczne związane z wykonywaniem elementów optycznych stosowanych w układach pracujących z laserami CO_2 dużej mocy koncentrują się wokół trzech zasadniczych celów [25]:

— zapewnienie prawidłowości kształtowania czoła fali wiązki laserowej propagowanej przez układ optyczny poprzez wykonanie elementu optycznego o prawidłowej geometrii,

— uzyskanie dużej odporności na działanie wiązki laserowej o dużej gęstości energii,

— uzyskanie trwałości wymienionych wyżej cech zarówno w czasie jak i w zmiennych warunkach pracy układu optycznego.

2.1.1. Makrogeometria elementów

Problem osiągnięcia odpowiedniej makrogeometrii powierzchni elementów dla promieniowania o długości fali promieniowania rzędu kilku mikrometrów nie jest specjalnie trudny do rozwiązania. Wystarczy zauważyć, że stosunkowo proste do uzyskania dokładności kształtu $\lambda/2$ dla światła widzialnego, odpowiadają — dla zakresu długości fali około $10\text{ }\mu\text{m}$ — dokładności kształtu $\lambda/40$, stąd nieliczne są przypadki znacznych trudności z realizacją prawidłowej makrogeometrii powierzchni elementów.

Duże znaczenie przy wykonywaniu tej grupy elementów optycznych ma obróbka (wytaczanie) narzędziami diamentowymi [26].

2.1.2. Odporność elementów na promieniowanie laserowe o dużej gęstości mocy

Jak przedstawiono wcześniej, również i w rozpatrywanym przypadku, odporność na działanie promieniowania laserowego określana jest wielkością strumienia energii lub wartością mocy na jednostkę powierzchni (przy określonych: λ , czasie trwania impulsu, częstotliwości pulsacji, średnicy i rozkładzie energii w przekroju wiązki

Tabela II

Wartość progu uszkodzenia litego materiału optycznego przy ekspozycji promieniowaniem laserowym

Długość fali (μm)	Czas trwania impuls. (ns)	Próg uszkodzenia termicznego $\times 10^{10}\text{ W cm}^2$					
		NaCl	KCl	KBr	NaF	LiF	Al_2O_3
0,53	8	13	2,5	6	9	24	40
0,69	10	15	8	5,8	14	36	40
1,06	10	12	7	5	14	36	40
10,6	60	2,5	0,1	1,2	—	—	—

Tabela III

Zestawienie polecanych przez firmę METALS RESEARCH środków polerskich dla różnych polerów

Materiał	Sposób polerowania	
	Narzędzie	Poler
Krzem	tkanina	$8\text{ }\mu\text{m}$, $3\text{ }\mu\text{m}$, $1\text{ }\mu\text{m}$ diament
German	wosk	Linde A
	miękki metal, tkanina	$3\text{ }\mu\text{m}$, $1\text{ }\mu\text{m}$ diament
InSb	wosk	Linde A
	tkanina lub wosk	diament lub Linde A
PbTe	smoła o grub. 5mm	Linde A
GaAs	tkanina	$3\text{ }\mu\text{m}$, $1\text{ }\mu\text{m}$ diament
Cd:Hg:Te	filc	Linde A
	wosk	Linde A

laserowej). W tabeli II przedstawiono za [28] wielkości progu uszkodzenia dla wnętrza wybranych materiałów optycznych.

Wiadomo, że wielkość progu uszkodzenia powierzchni (limitująca wypadkową odporność na uszkodzenie promieniowaniem laserowym jest znacznie mniejsza).

2.2. MATERIAŁY POLERSKIE

W związku z dużą różnorodnością stosowanych w technice laserowej materiałów, a co za tym idzie dużym zróżnicowaniem stosowanych w technologii materiałów polerskich, w tabeli III przedstawiono za [31] polecane przez firmę Metals Reserch środki polerskie.

3. CIENKOWARSTWOWE POKRYCIA ELEMENTÓW LASEROWYCH

Klasyczne technologie nanoszenia cienkich warstw opisuje bogata literatura, np. [33, 34], w której podaje się szereg danych pozwalających na odtworzenie procesu, przeciwnie niż ma to miejsce w przypadku obróbki powierzchni elementów optycznych.

W niniejszym opracowaniu chcemy obok encyklopedycznych danych pokryć elementów laserowych, zwrócić uwagę na technologię nie stosowaną dotychczas w kraju oraz podać kilka informacji o warstwach węglowych, których technologia jest opracowywana w ramach Centralnego Programu Badawczo-Rozwojowego nr 8.14.

Większość danych podajemy za przeglądową pracą [34] nie powtarzając przytoczonych tam źródeł.

3.1. CIENKIE WARSTWY NA ELEMENTACH OPTYCZNYCH DO HANDLOWYCH LASERÓW He-Ne

Ze względu na duże natężenie linii 3391 nm w przypadku, gdy chcemy uzyskać promieniowanie o długości fali 633 nm zachodzi konieczność wykonania zwierciadeł rezonatora o dużej przepuszczalności dla promieniowania pierwszej długości fali i wysokim odbiciu dla promieniowania drugiej.

Typowe parametry zwierciadeł do handlowych laserów He-Ne przedstawiono w tabeli IV.

Zwierciadła podlegają grzaniu do 500 K w powietrzu przez 1 godzinę.

Współczynnik odbicia powierzchni z warstwami AR zawiera się w granicach 0,1—0,25%. Na warstwy zwierciadlane stosuje się na ogół kombinację stosów $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ lub $\text{ZrO}_2/\text{SiO}_2$, warstwy AR mogą być wykonywane z tych samych materiałów, częściej z Al_2O_3 i MgF_2 .

Należy podkreślić tu wagę resztkowych naprężeń, zależnych od sposobu nakładania warstw, wyboru ich materiału i własności podłoża, zwłaszcza w przypadku zwierciadeł łączonych z rurą plazmową w temperaturze 720—800 K. Z tego punktu widzenia, podkłady ze szkła borokrzemowych są lepsze niż ze szkła kwarcowego, ze względu na bardziej zbliżoną wartość współczynnika rozszerzalności cieplnej pierw-

Tabela IV

Typowe parametry zwierciadeł laserowych do handlowych laserów He-Ne

Zwierciadło o wysokim współczynniku odbicia		
wsp. odbicia	przepuszczalność	rozproszenie i absorbcja
R > 99,8% dla $\lambda = 633 \text{ nm}$ R < 2% dla $\lambda = 3391 \text{ nm}$	< 0,05%	< 0,15%
Zwierciadło wyjściowe		
przepuszczalność	rozproszenie i absorbcja	wsp. odbicia
$1,3 \pm 0,2\%$ przy $\lambda = 633 \text{ nm}$	< 0,15%	R < 2% dla $\lambda = 3391 \text{ nm}$

szego materiału z wypadkową rozszerzalnością stosu cienkich warstw. TiO_2 jest materiałem lepszym niż pozostałe tlenki metali, ponieważ jego wysoki współczynnik załamania pozwala uzyskać żadaną wartość odbicia przy mniejszej ilości warstw (tzw. „pełne” odbicie uzyskuje się w stosie $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ zawierającym 19-21 warstw, podczas gdy stos $\text{ZrO}_2/\text{SiO}_2$ musi zawierać 25-31 warstw). Znany jest powszechnie fakt, że natężenia wewnątrz stosu wzrastają z jego grubością, podobnie jak straty na rozproszenie i absorbcję.

Szczególnie starannego wykonania wymagają stopy warstw zwierciadeł łączonych z rurą plazmową we wspomnianej temperaturze około 780 K poddanych działaniu bardzo krótkiego promieniowania UV i bombardowaniu elektronami.

3.2. CIENKIE WARSTWY NA ELEMENTACH OPTYCZNYCH DO LASEROWYCH ŻYROSKOPÓW

Chodzi tu o lasery pierścieniowe ze zwierciadłami o skrajnie niskich stratach. Poniższa tabela V podaje wartości rozproszenia i absorbcji tych elementów w dwóch wykonaniach: handlowym i doświadczalnym. Jak widać, straty w wykonaniu han-

Tabela V

Zestawienie własności zwierciadeł do laserów żyroskopowych

Zwierciadła do laserów żyroskopowych		
	handlowe	doświadczalne
rozproszenie	< 0,02%	< 0,005%
absorbcja	< 0,03%	< 0,01%

dowym są rzędu 500 ppm, natomiast w przypadku wykonania doświadczalnego nie przekraczają 200 ppm. Tak doskonałe wyniki udaje się uzyskać tylko na podłożach o tak dobrych własnościach, jakie przedstawiono w części referatu poświęconej obróbce powierzchni optycznych. Defekty powierzchni, w tym również zabrudzenia nie usunięte w procesie mycia stają się zalążkami obszarów w stosach cienkich warstw dielektrycznych, których własności optyczne (absorbacja, rozproszenie) znacznie różnią się od rejonów osadzonych na powierzchni czystej o angstromowej chropowatości.

3.3. CIENKIE WARSTWY NA ELEMENTACH OPTYCZNYCH DO LASERÓW JONOWYCH

Elementy optyczne stosowane w laserach jonowych podlegają ekspozycji promieniowaniem o gęstości mocy do 25 kW/cm^2 . Są one poddawane również promieniowaniu UV plazmy w rurze wyładowczej oraz bliskiego nadfioletu o długości fali około 350 nm. Materiały cienkich warstw to kombinacje $\text{ZrO}_2/\text{SiO}_2$, $\text{HfO}_2/\text{SiO}_2$, $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$, (z wyłączeniem możliwości pracy w nadfiolecie z powodu krawędzi absorpcji TiO_2 w nadfiolecie).

Często żąda się w laserach jonowych możliwości selekcji linii za pomocą zabiegów wewnątrz rezonatora lub poza nim. Np. może zająć konieczność stłumienia linii 488 nm lasera argonowego w celu umożliwienia wykorzystania linii 351 nm i 364 nm. Dlatego stosuje się jako zwierciadło filtr o wysokim współczynniku odbicia dla linii 351 nm i 364 nm przy niskim, poniżej 5% odbiciu dla linii 488 nm.

Znaczną trudność sprawia odseparowanie linii 514 nm od 488 nm. Jest to problem trudny, ze względu na niestabilność czasową warstw wynikającą ze zmiennej podczas eksploatacji ilości wody uwiecznionej w warstwach na skutek mniejszego od 100% ich upakowania.

Inny trudny problem, to wykonanie warstw na elementach optycznych lasera kryptonowego, który ma emitować światło białe. W przypadku zwierciadeł „całkowicie” odbijających zachodzi konieczność wykonania specjalnej konstrukcji stosów cienkich warstw o skrajnie niskich stratach na rozproszenie i absorpcję. Zwierciadło wyjściowe musi umożliwiać równoczesną generację linii 475 nm, 482 nm, 531 nm, 568 nm i 647 nm przy zachowaniu odpowiednich relacji pomiędzy intensywnościami linii. Prowadzi to do warunku, aby przepuszczalność zwierciadła miała tolerancję $\sim 0,5\%$ wartości żądanej w przedziale 470—650 nm.

Znaczne wartości mocy występujące wewnątrz rezonatora laserów argonowych mogą powodować deformację powierzchni zwierciadeł i okien, co prowadzi do modowych zmian pracy lasera a nawet obniżenia emitowanej mocy na skutek dyfrakcji wewnątrz wnęki rezonansowej.

3.4. CIENKIE WARSTWY DO LASERÓW DUŻEJ MOCY, W TYM STOSOWANYCH W DOŚWIADCZENIACH NAD KONTROLOWANĄ REAKCJĄ TERMOJĄDROWĄ

Chodzi tu głównie o pokrycia AR, zwierciadła „całkowicie” i częściowo odbijające, polaryzatory i dzielniki wiązki laserowej.

3.4.1. Warstwy AR

Stosuje się tu na ogół podwójną warstwę typu V, której współczynnik odbicia nie przekracza 0,1%. Zestawienie progów uszkodzeń warstw AR nałożonych na kilku różnie obrabianych materiałach optycznych zawiera tabela VI.

Tabela VI

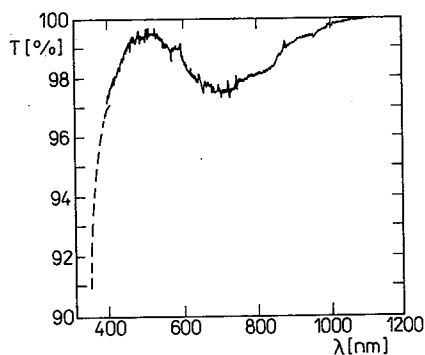
Wielkość progu uszkodzenia powierzchni elementów optycznych przy ekspozycji promieniowaniem laserowym w zależności od sposobu polerowania. Długość fali promieniowania niszczącego 1064 nm, czas trwania impulsu 1 ns, pokrycie $\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$ z warstwą barierową $\lambda/2 \text{ SiO}_2$ na podłożu.

Materiał podłoża	Średnia wartość progu uszkodzenia w J/cm^2	Przedział obserwowanych wartości progu uszkodzenia w J/cm^2
Obróbka		
szkło kwarcowe		
„bowl feed” konwencjonalna	14,9 8,0	10,3—18,7 3,7—11,4
szkło BK-7		
„bowl feed” konwencjonalna	9,6 6,5	6,3—13,1 5,5—8,5

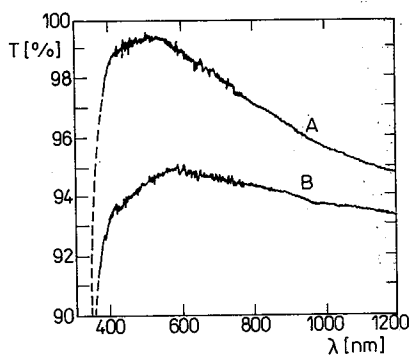
Nie siląc się na polski przekład określenia „bowl feed” (polerowanie zanurzeniowe?) chcemy wyjaśnić, że chodzi tu o obróbkę, w której medium polerujące jest podawane w obiegu zamkniętym, co powoduje stopniowe rozdrabnianie poleru. Jednocześnie obrabiany element jest zanurzony w zawieszinie polerskiej.

Dane z tabeli VI potwierdzają znaczny wpływ własności podłoża na wielkość progu uszkodzenia warstw AR. Wartość progu uszkodzenia może wzrosnąć około 30% w wyniku położenia na powierzchni podłoża warstwy barierowej z SiO_2 o grubości optycznej rzędu kilku połówek długości fali. Wzrost ten uzyskuje się w zakresie widzialnym i bliskiej podczerwieni. Lawrance Livermore National Laboratory i firma Schott Optical Glass opracowała technologię NSP (neutral solution process) [35]. NSP umożliwia uzyskiwanie warstw AR w zakresie widzialnym i bliskiej podczerwieni na powierzchniach szklanych elementów, zwłaszcza ze szkła optycznego BK-7. Polega ona na kilkudziesięciogodzinym wytrawianiu obrabianej powierzchni w temperaturze około 360 K. Proces wymaga zachowania skrajnej czystości pomieszczeń, naczyń i roztworów, w których obróbka przebiega. Nieodzowna jest aparatura z możliwością programowanego ogrzewania i chłodzenia próbek i roztworów oraz stosowania materiałów na naczynia, uchwyty i elementy uszczelniające nie przechodzące do roztworu trawiącego (stal szlachetna, teflon, naturalny polipropylen).

Na rys. 16 pokazano wykres przepuszczalności obszaru o średnicy 5 mm soczewki o grubości około 1 cm wykonanej ze szkła BK-7. Wobec faktu, że ten sam obszar nie poddany wytrawianiu ma przepuszczalność zaledwie 92%, korzyść z zastosowania NSP jest ewidentna.



Rys. 16 Wykres przepuszczalności obszaru średnicy 5 mm soczewki o grubości około 1 cm wykonanej ze szkła BK-7, [35]



Rys. 17 Przepuszczalność próbki ze szkła BK-7 grubości 1 cm z warstwami AR centrowanymi na 532 nm, [35]

krzywa A — przepuszczalność po zanieczyszczeniu ftalanem oktylu, krzywa B — przepuszczalność po umyciu powierzchni alkoholem etylowym

Obserwuje się znaczną czułość warstw otrzymanych omawianą techniką na zanieczyszczenia. Rys. 17 przedstawia przepuszczalność próbki ze szkła BK-7 o grubości 1 cm z warstwami AR centrowanymi na 532 nm w dwu przypadkach:

- krzywa B — przepuszczalność po zanieczyszczeniu ftalanem oktylu podczas dwumiesięcznego przechowywania obrobionego elementu,
- krzywa A — przepuszczalność po umyciu powierzchni elementu alkoholem etylowym.

Autorzy sugerują, że molekuly ftalanu oktylu zapełniają pory wytrawionej warstwy, co przy współczynniku załamania tego materiału równym 1,5 powoduje wzrost współczynnika odbicia do wartości charakterystycznej dla gołej powierzchni szkła BK-7.

Wyznaczenie wartości progu uszkodzenia wykonane za pomocą lasera emitującego promieniowanie o długości fali 1064 nm, wykazało, że w przypadku warstw AR otrzymanych za pomocą metody NSP próg uszkodzenia jest 2—3 razy wyższy niż dla warstw naparowanych o tych samych właściwościach optycznych. Pomiary wykonano dla pojedynczego impulsu laserowego o czasie trwania 1 ns oraz średnicy plamki o gausowskim rozkładzie natężenia równej około 2 mm przy amplitudzie rozkładu 1/e.

3.4.2. Odbijacze

Mamy tu na myśli nie tylko zwierciadła rezonatorów lecz również elementy układów oświetlenia targetów promieniowaniem laserowym. Mogą one mieć średnie przekraczające 1 m.

W celu podniesienia progu uszkodzenia stosowanych tu stosów warstw odchodzi się od typowej „ćwiartkowej” ich budowy optymalizując tak rozkład natężenia promieniowania fali stojącej wewnątrz rezonatora, aby strzałki tworzyły się w materiale o niskim współczynniku załamania, który na ogół ma niższą absorpcję niż materiały o wysokim współczynniku załamania. W tabeli VII zestawiono parametry stosów odbijaczy.

Tabela VII

Zestawienie wartości progu uszkodzenia dla wybranych konstrukcji odbijaczy

Długość fali w nm	Szerokość impulsu w ns	Średnia wartość progu uszkodzenia w J/cm ²	Przedział obserwowanych wart. progu uszkodzenia w J/cm ²	Materiały stosów
1060	1	13 (prod. dośw.)	8—21	TiO ₂ /SiO ₂
1060	1	8 (prod. bież.)	5—11	ZrO ₂ /SiO ₂
527	1	11 (prod. dośw.)	8—13	Ta ₂ O ₅ /SiO ₂
527	1	4 (prod. bież.)	3—6	HfO ₂ /SiO ₂
351	10	8,5	8,4—8,6	Al ₂ O ₃ /SiO ₂
308	10	5,2	5,0—5,2	Al ₂ O ₃ /SiO ₂
308	10	6,8	6,2—7,5	Sc ₂ O ₃ /SiO ₂ / MgF ₂
248	8	4,4	2,6—5,6	Sc ₂ O ₃ /SiO ₂ / MgF ₂
248	10	4,6	4,0—4,7	Al ₂ O ₃ /SiO ₂
248	20	5,6	4,1—7,3	HfO ₂ /SiO ₂

3.4.3. Polaryzatory

Obecnie wykonania tych elementów pozwalają separować składowe p i s z dokładnością 100:1. W zakresie bliskiej podczerwieni stosuje się stosy TiO₂/SiO₂ natomiast do zakresu widzialnego oraz nadfioletu ZrO₂/SiO₂.

3.5. POKRYCIA ELEMENTÓW STOSOWANYCH W LASERACH CO₂

Zwierciadła o wysokim współczynniku odbicia wykonuje się zazwyczaj z krzemu lub miedzi, których powierzchnie są pokrywane srebrem, a następnie warstwami dielektrycznymi. Zazwyczaj stosuje się warstwy z ThF₄ i ZnSe. W ten sposób osiąga się współczynniki odbicia rzędu 99,4%. W użyciu są również zwierciadła z wolframu i molibdenu. Nie wymagają one pokryć powierzchni.

Podkłady zwierciadeł wyjściowych wykonuje się na ogół z ZnSe, którego powierzchnia jest pokrywana 4—6 warstwami ZnSe i ThF₄. Warstwy przeciwodblaskowe są wykonywane na ogół z tych samych materiałów. W ostatnich latach stosuje się coraz szerzej warstwy węglowe a — C:H, o których poinformujemy obszerniej.

Warstwy AR do podczerwieni wykonywane są z bezpostaciowego węgla [36, 37]. W cienkiej warstwie może uzyskać on własności diamentu, a mianowicie:

- skrajnie wysoką twardość,
- wysoką oporność elektryczną,
- odporność na działanie środków chemicznych,

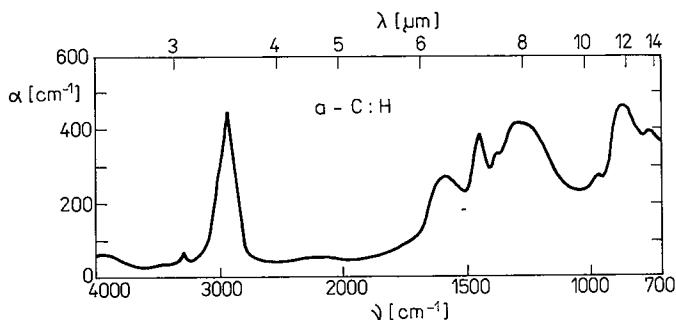
— wysoką przepuszczalność w zakresie IR (współczynnik absorpcji w obszarze średniej podczerwieni może być rzędu 10 cm^{-1}).

Do nakładania twardych warstw węglowych stosuje się różne techniki, np. za pomocą wiązki jonów, rozpylania lub plazmy uzyskiwanej w łuku prądu stałego lub zmiennego. W tych metodach osadza się cząsteczki o wysokiej energii, od 100 eV do kilku keV. Warstwy otrzymane przy mniejszej energii, np. przez naparowanie mają własności warstw grafitowych.

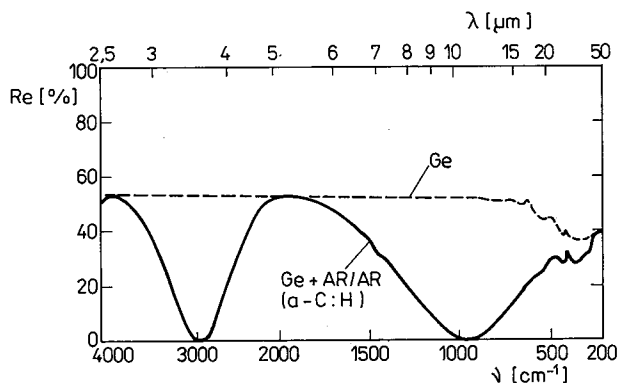
Dla przykładu podajemy własności cienkiej warstwy a — C:H nakładanej plazmowo w łuku o częstotliwości 2,3 MHz z C_6H_6 :

gęstość właściwa	1,5—1,8 g/cm^3
współczynnik załamania	1,8—2,2
twardość	1250—1650 kp/mm^2
oporność właściwa	$\sim 10^{12} \Omega \text{ cm}$

Na rys. 18 przedstawiono wykres współczynnika absorpcji warstwy a — C:H w przedziale widmowym 2,5—14 μm . Dla linii 10,6 μm jego wartości wynosi około 300 cm^{-1} .



Rys. 18 Współczynnik absorpcji warstwy a —C:H, [36]



Rys. 19 Wykres współczynnika odbicia płytki germanowej obustronnie pokrytej pojedynczymi warstwami AR a —C:H o współczynniku załamania 2. Linia przerywaną zaznaczono współczynnik odbicia płytki przed nałożeniem warstw AR, [36]

Możliwość uzyskania współczynnika załamania warstw $a - C:H$ w przedziale 1,8—2,2 umożliwia ich wykorzystanie na pokrycia AR materiałów o wysokim współczynniku załamania, np. germanu lub krzemu.

Na rys. 19 przedstawiono wykres współczynnika odbicia płytki germanowej pokrytej obustronnie pojedynczymi warstwami AR. Współczynnik odbicia długości fali 10,6 μm nie przekracza wartości 0,2%.

Jak już wspomnieliśmy warstwy $a - C:H$ wykazują bardzo wysoką odporność chemiczną, są więc stosowane jako ochrona powierzchni optycznych przed korozją.

ZAKOŃCZENIE

Przedstawiona w niniejszym opracowaniu tematyka nie wyczerpuje oczywiście całokształtu problemów technologicznych warunkujących rozwój techniki laserowej w kraju. Intencją autorów było zwrócenie uwagi oraz krótkie przedstawienie istotnych, w naszym mniemaniu, i nowatorskich trendów technologicznych. Nie było możliwe, w ramach tego opracowania, podanie szczegółowych przepisów technologicznych omawianych procesów — zainteresowanych bliżej przedstawioną problematyką przepraszamy za, z konieczności, skrócone potraktowanie tematu i odsyłamy do literatury.

BIBLIOGRAFIA

1. Namba N., Tsuwa H.; NBS 669/82 s. 171
2. Namba N.; NBS 669/82 s. 138
3. McIntosh R.B. Jr., Paquin R.A.; Appl. Opt. vol. 19, nr 14, s. 2329
4. Hoffman R.A., Lange W.J., Choyke W.J.; Appl. Opt. vol. 14, nr 8, s. 1803
5. Chang M.S., Chang W.S.C., Sopori B.L., Vann H.R., Muller M.W., Craford M.G., Finn D., Groves W.O., Herzog A.H.; Appl. Opt. vol. 14, nr 7, s. 1572
6. McNeil J.R., Al-Jumaily G.A., Shakir S., McIver J.K.; Appl. Opt. vol. 24, nr 4, s. 480
7. Arnold G.S.; Appl. Opt. vol. 23, nr 9, s. 1434
8. Roessler D.M., Gregson V.G. Jr.; Appl. Opt. vol. 17, nr 7, s. 992
9. Saito T.T.; Appl. Opt. vol. 14, nr 8, s. 1773
10. Arnold J.B., Steger P.J., Saito T.T.; Appl. Opt. vol. 14, nr 8, s. 1777
11. Kurdock J., Saito T., Buckmelter J., Austin R.; Appl. Opt. vol. 14, nr 8, s. 1808
12. House R.A., Guenther A.H., Bennett J.M.; NBS 509/1977 s. 157
13. Bennett J.M., SPIE vol. 381, s. 190, 1983
14. Bennett J.M., Elson J.M.; NBS 509/1977 s. 142
15. Glass A.J., Guenther A.H.; Appl. Opt. vol. 15, nr 6, s. 1510
16. Bennet J.M., Elson J.M.; NBS 509, s. 142
17. Kujawińska M., Piątkowski T., Rafałowski M., Spik A.; AND vol. XII nr 3(49), s. 24, 1986
18. Mroziński H.; *The scatterometers for investigation of mikroroughnes of optical surfaces*, Konferencja TQE, Bukareszt 1985
19. Hildebrand B.P., Gordon R.L., Allen E.V.; Appl. Opt. vol. 13, s. 177
20. Legun Z.; *Technologia elementów optycznych*, WNT, Warszawa 1982
21. Zajac A.; *Kształtowanie fizyko-chemicznych własności powierzchni szklanych elementów optycznych do techniki laserowej*. Rozprawa doktorska, Bibl. WAT 1987
22. Rupp W.; Opt. Eng. vol. 15, s. 392
23. Minar S.; *Jemna Mechanika a Optika* nr 10, s. 280, nr 11, s. 311, nr 12, s. 340, 1974

24. Church E.L., Jenkins H.A., Zavada J.M.; Opt. Eng. vol. 16, s. 360
25. Szwedowski A.; *Metody wykonywania i pomiarów powierzchni elementów optycznych z NaCl przeznaczonych dla laserów CO₂ oraz związki między technologią i własnościami użytkowymi tych elementów*, AND nr 4(44), 1985
26. Arnold J.B., Morris T.O., Sladki R.E., Steger P.J.; Opt. Eng. vol. 16, nr 4, s. 324
27. Barnes W.P. Jr; Opt. Eng. vol. 16, nr 4, s. 320
28. Manenkov A.A.; NBS 509/1977, s. 455
29. Reichelt W.H., Blevins D.J., Turner W.C.; Opt. Eng. vol. 16, nr 4 s. 381
30. Johnson F.E., Saito T.T.; Opt. Eng. vol. 16, nr 4, s. 387
31. *Multipol 2 — Precision Polishing Machine*, dokumentacja techniczna, 1976
32. Glass A.J., Guenther A.H.; Appl. Opt. vol. 16, nr 5, s. 1214
33. Sommerkamp P.; SPIE vol. 381, s. 22, 1983
34. DeBell W.G.; SPIE vol. 381, s. 23, 1983
35. Wirtenson G.R., Brown N.J., Cook L.M.; Opt. Eng. vol. 22, nr 4, s. 450
36. Koidl P., Bubenzer A., Dischler B.; SPIE vol. 381, s. 24, 1983
37. Bendow B.; *Summary of the workshop on diamond like carbon coatings*. B. Bendow ed., BDM Corporation, Albuquerque. 1982

L. BOROWICZ, A. ZAJĄC

MANUFACTURE OF OPTICAL ELEMENTS OF LASERS

Summary

Chosen problems concerning the manufacture of laser optical elements, in particular, the surface treatment of elements made of optical glass, are dealt with. The author presents his achievements in the manufacture of optical surfaces of a fargoeing endurance to high laser radiation power densities. Moreover, the manufacture of optical elements applied in the range of far infrared, in particular, for CO₂ lasers, is discussed. The correlation between the quality of the base and the physico-chemical properties of thin layers of different structure deposited on the latter, is displayed. Some novel procedures of depositing thin layers: carbon coating a—C, H and NSP, are described.



Lasery jonowe

WIESŁAW WOLIŃSKI, JERZY KĘSIK, TADEUSZ ADAMOWICZ

Instytut Mikroelektroniki i Optoelektroniki, Politechnika Warszawska

*Referat wygłoszony na II Sympozjum Techniki Laserowej w Szczecinie,
7–10 wrzesień 1987 r.*

Referat zawiera omówienie kierunków rozwoju i współczesnych dokonań w dziedzinie laserów jonowych z gazami szlachetnymi, parami metalu oraz laserów rekombinacyjnych. W pracy dokonano przeglądu konstrukcji rur wyładowczych jonowych laserów argonowych: kwarcowych, grafitowych i ceramicznych. Szczegółowo omówiono zasady konstrukcji najnowocześniejszych rur ceramiczno-metalowych. Podano zarys technologii wykonanego w IMiO PW modelu rury laserowej tego typu. W grupie laserów na parach metali szczególną uwagę zwrócono na lasery wykorzystujące wyładowanie wnekowe jako źródło wytwarzania ośrodka laserującego na drodze rozpylania katodowego, jak również na lasery, w których ten typ wyładowania umożliwia równoczesną generację trzech podstawowych barw promieniowania.

Omówiono podstawowe problemy związane z konstrukcją i technologią tych laserów oraz zasadę działania oraz przewidywane właściwości laserów rekombinacyjnych zdolnych do generacji bardzo krótkich długości fal. Dokonano podziału tych laserów ze względu na sposób wytwarzania plazmy.

1. WSTĘP

Nazwa ta obejmuje rozległą rodzinę laserów, w których inwersja obsadzeń i generacja laserowa zachodzą między poziomami energetycznymi wzbudzonych jonów pierwiastków w stanie gazowym.

Lasery jonowe można podzielić na trzy zasadnicze grupy różniące się między sobą mechanizmami wytwarzania inwersji obsadzeń. Są to:

- lasery jonowe na gazach szlachetnych,
- lasery jonowe na parach metali (i niemetalu),
- lasery rekombinacyjne.

Należy jednak zaznaczyć, że w ramach każdej z tych grup mogą występować znaczne różnice w sposobach wytwarzania i pobudzania ośrodka aktywnego, a także w konstrukcjach tych laserów.

2. LASERY JONOWE NA GAZACH SZLACHETNYCH

2.1. WIADOMOŚCI OGÓLNE

W tej grupie laserów inwersja obsadzeń powstaje w wyniku zderzeń elektronów z atomami i jonami gazów szlachetnych (Ar, Kr, Xe) w niskociśnieniowym wyładowaniu łukowym o dużej gęstości prądu.

Najlepiej zbadane i mające największe praktyczne znaczenie są jonowe lasery argonowe, które spośród wszystkich laserów gazowych o pracy ciągłej posiadają największą moc wyjściową w zakresie widma widzialnego (0,454—0,528 μm). Moc wyjściowa handlowych modeli tych laserów dochodzi obecnie do 20 W, a trwałość rur laserowych jest rzędu kilku tysięcy godzin. Umożliwiają też one silną generację ciągłą (ok. 3 W) bliskiego ultrafioletu (0,333—0,363 μm). Z powyższych względów lasery argonowe znalazły szerokie zastosowanie w takich dziedzinach nauki i techniki jak holografia, optyka nieliniowa, spektroskopia i chirurgia oka. Stanowią one również niezastąpione źródło do pobudzania pracujących w sposób ciągły laserów barwnikowych.

Jak powszechnie wiadomo, moc wyjściowa tych laserów rośnie z kwadratem natężenia prądu wyładowania łukowego w kapilarze wyładowczej. Dla typowej średnicy wewnętrznej rury wyładowczej ok. 3 mm gęstość prądu wyładowania dochodzi do 1000 A/cm². Typowe parametry plazmy wyładowania zestawiono w Tablicy 1.

Tablica 1

Parametry wyładowania łukowego w laserach argonowych

ciśnienie argonu	$p = 0,3 - 0,8 \text{ Tr}$
gęstość prądu wyładowania	$j = 500 - 1000 \text{ A/cm}^2$
koncentracja atomów	$\text{Na} = 2 - 4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
koncentracja elektronów	$\text{Ne} = 4 - 6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$
temperatura atomowa	$T_a = 3 - 5 \cdot 10^3 \text{ K}$
temperatura elektronowa	$T_e = 40 - 60 \cdot 10^3 \text{ K}$

W pracujących w powyższych warunkach rurach laserowych moc cieplna wydzielana na 1 cm długości kapilary osiąga 300 W, co odpowiada całkowitej mocy pobudzania rzędu 20—30 kW. Stąd lasery te wymagają intensywnego chłodzenia wodnego, wyjątek stanowią lasery argonowe małej mocy rzędu kilkudziesięciu mW. Te wyjątkowo trudne warunki pracy stwarzają szereg poważnych problemów technologiczno-konstrukcyjnych stawianym rurom laserowym. Winny one generalnie charakteryzować się dużą wytrzymałością termiczną, a w szczególności:

- dobrymi właściwościami próżniowymi w wysokich temperaturach,
- dużym współczynnikiem przewodności cieplnej,
- wysoką wytrzymałością na szoki termiczne,
- dużą odpornością na bombardowanie (rozpylanie) jonowe.

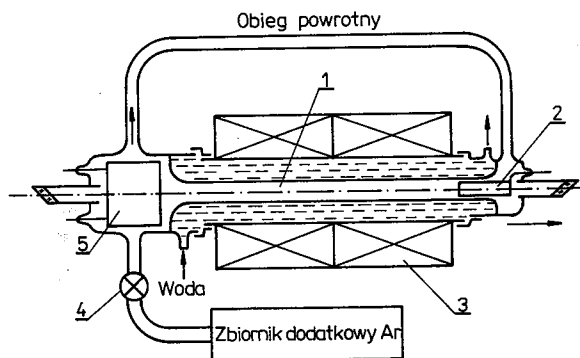
Ten ostatni warunek wynika z faktu, że ograniczająca wyładowanie łukowe

kapilara na skutek dyfuzji elektronów ładuje się ujemnie, tworząc w obszarze przyściankowym silne radialne pole elektryczne przyspieszające jony argonu — zwiększające ich energię kinetyczną.

2.2. KONSTRUKCJE RUR WYLADOWCZYCH LASERÓW

Ogólny schemat budowy lasera argonowego przedstawia rys. 1.

Wytworzone między głównymi elektrodami wyladowanie łukowe ograniczone jest wewnętrzną średnicą kapilary wyladowczej. Obszar czynny wyladowania objęty jest osiowym polem magnetycznym, które zwiększa koncentrację plazmy na osi wyla-



Rys. 1. Ogólny schemat budowy rury wyladowczej lasera argonowego z cewką osiowego pola magnetycznego

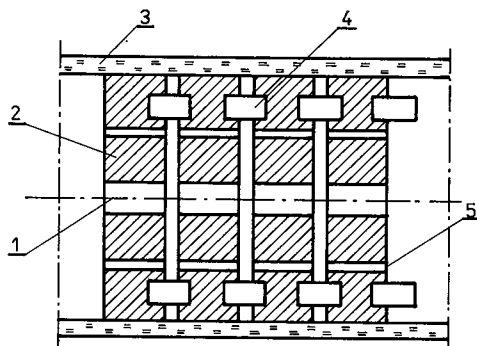
dowania. Wewnętrzna powierzchnia obudowy cewki pola magnetycznego tworzy płaszcz wodny umożliwiając chłodzenie obszaru kapilary i elektrod. Wywołany wysokoprądowym wyladowaniem elektrycznym, silny efekt przepompowywania argonu w kapilarze powoduje konieczność połączenia obszarów katodowego i anodowego rury, tzw. obiegiem powrotnym gazu. Zmniejsza to w znaczny sposób niekorzystny gradient ciśnienia wzdłuż osi kapilary.

Efekt rozpylania jonowego kapilary i katody powoduje nieodwracalną absorpcję argonu podczas pracy lasera. Uzupełnienie ciśnienia argonu do wartości optymalnej odbywa się z dodatkowego zbiornika argonu przy pomocy zaworu magnetycznego.

Chronologicznie pierwszym materiałem używanym na rury laserów argonowych był kwarc. Posiada on dobre właściwości próżniowe i niezłą odporność na działanie wysokich temperatur (temp. topnienia ok. 1300°C). Wadą jego jest niska przewodność ciepła. Posiada on obecnie znaczenie wyłącznie historyczne i bywa czasami stosowany w laboratoryjnych modelach laserów małej mocy.

W handlowych modelach laserów argonowych stosowane są niemal wyłącznie dwa typy rur wyladowczych. W pierwszym z nich, materiałem tworzącym kapilarę wyladowczą jest grafit — materiał o niezłej odporności na bombardowanie jonowe i dobrej przewodności cieplnej. Ze względu na to, że jest on dobrym przewodnikiem

elektrycznym i nie jest próżnioszczelny, rura laserowa wykonana jest w postaci segmentowej linii złożonej z elektrycznie odizolowanych od siebie krążków grafitowych zamkniętych w szerokiej, cienkościennej rurze kwarcowej (rys. 2).



Rys. 2. Fragment segmentowej grafitowej rury laserowej

1 — kapilara wyladowcza 2 — grafitowy krążek 3 — rura kwarcowa 4 — kołek ceramiczny 5 — otwory powrotne

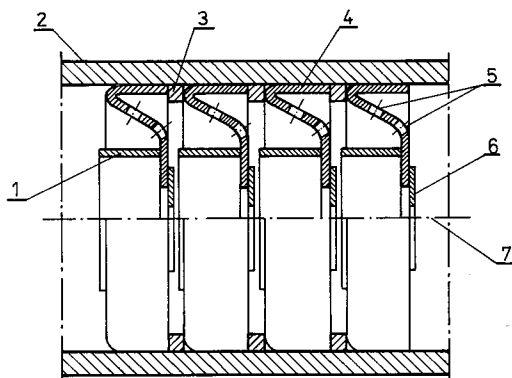
Centralny otwór w segmencie grafitowym stanowi kapilarę ograniczającą plazmę wyladowania. Obieg powrotny gazu realizują dodatkowe otwory wykonane na obrzeżu krążka. Podstawowym mankamentem powyższej konstrukcji jest (ze względu na duże różnice współczynników rozszerzalności termicznej kwarcu i grafitu) konieczność zapewnienia luzu dylatacyjnego między zewnętrzną powierzchnią krążka grafitowego a wewnętrzną powierzchnią rury kwarcowej. Stąd wydzielany w kapilarze i rozchodzący się radialnie strumień ciepły napotyka na znaczną oporność termiczną na styku powyższych elementów i sprawia, że temperatura krążków grafitowych osiąga wartość ok. 1000°C . Ogranicza to gęstość prądu wyladowania w kapilarze do poziomu 700 A/cm^2 .

Druga powszechnie stosowana konstrukcja kapilary wyladowczej, jest wykonana z ceramiki berylowej w postaci grubościennej rury. Ceramika berylowa, próżnioszczelny materiał o znakomitej, porównywalnej z metalami przewodności cieplnej, utrzymując w czasie pracy lasera temperaturę wewnętrznej powierzchni nieco ponad 100°C , posiada dużą odporność na bombardowanie jonowe. Maksymalna gęstość prądu wyladowania wzrasta tu do poziomu 850 A/cm^2 i ograniczona jest głównie przez dwa czynniki:

- niewielką, ze względu na zapewnienie dużej radialnej przewodności cieplnej średnicę zewnętrzną rury, co utrudnia odbieranie ciepła przez wodę chłodzącą,
- konieczność zastosowania w tej konstrukcji obiegu powrotnego argonu w postaci zewnętrznej rurki szklanej łączącej obszary anodowe i katodowe rury. Zewnętrzny obieg powrotny w porównaniu z wewnętrznym zastosowaniem w poprzedniej konstrukcji jest mniej efektywny i przy dużych gęstościach prądu wyladowanie łukowe staje się niestabilne. Dodatkowo dużą toksyczność tlenku wberylu powoduje znaczne utrudnienie technologii wykonania rury laserowej.

Konstrukcją stanowiącą dalszy, znaczny postęp w omawianej dziedzinie jest powstała w 1983 r. w laboratoriach f-my Coherent Radiation rura laserowa o złożonej ceramiczno-metalowej kompozycji [1].

Jest to konstrukcja segmentowa (rys. 3), w której kapilarę wyładowczą ograniczającą plazmę wyładowania elektrycznego w argonie tworzą cienkie krążki wykonane z wolframu, materiału o bardzo wysokiej odporności na bombardowanie jonowe. Odprowadzanie ciepła odbywa się tu drogą przewodnictwa za pośrednictwem



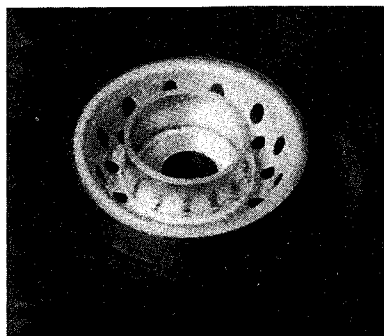
Rys. 3. Fragment ceramiczno-metalowej rury wyładowczej

1 — ekran miedziany 2 — rura alundowa 3 — dystansownik 4 — miseczka miedziana 5 — otwory powrotne 6 — krążek wolframowy
7 — kapilara wyładowcza

elementów wykonanych z miedzi próżniowej — cylindrycznych ekranów i misecek. Ciepło wydzielane w ograniczonej przez kapilarę wolframową i osiowe pole magnetyczne plazmie wyładowania jest asorbowane przez ekran i kierowane do miseczki, a następnie do chłodzonej wodą rury z ceramiki alundowej. Duża przewodność cieplna użytych tu materiałów oraz połączenie wszystkich elementów rury wyładowczej techniką lutowania twardego (stopy Ag—Cu) sprawiają, że temperatura kapilary jest niska. W konstrukcji tej nie ma istotnego ograniczenia średnicy rury ceramicznej, co zdecydowanie ułatwia chłodzenie wodne. Duża różnica współczynników rozszerzalności termicznej miedzi i ceramiki alundowej (około $1 \cdot 10^{-5}$) narzuca specyficzny kształt miedzianym miseczkom, które deformując się plastycznie nie powodują znaczących naprężeń w ceramice i złączu ceramika—miedź. Montaż segmentów ułatwiają ceramiczne pierścienie dystansujące. Obieg powrotny gazu jest zrealizowany przez wykonanie szeregu otworów w zewnętrznej części miseczki. Z powodu osłonięcia tego obszaru przez ekran temperatura gazu jest w tym obszarze niska i efektywność obiegu powrotnego wysoka.

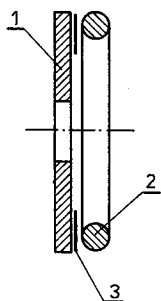
W Instytucie Mikroelektroniki i Optoelektroniki PW podjęto próbę wykonania prototypu ceramiczno-metalowej rury laserowej o dużej wytrzymałości termicznej. Zarys technologii wykonania kapilary wyładowczej przedstawiono poniżej. Rurę ceramiczną o średnicy zewnętrznej 40 mm i długości 100 mm wykonano z wysokoalundowej ceramiki. Ścianka rury ma grubość 3 mm, a jej obie powierzchnie są oszlifowane tak, że odchyłki średnicy wewnętrznej i zewnętrznej nie przekraczają na całej jej długości 0,05 mm. Wewnątrz rury wykonano technologią metalizacji proszkowej 10 pasków metalizacji, które następnie pokryto chemicznie warstwą niklu w celu zapewnienia dobrej ich zwilżalności przez lutowanie.

Wykonane techniką tłoczenia miedziane miseczki i ekrany połączono za pomocą lutu Ag—Cu 28 w piecu wodorowym w temperaturze 850°C, a na obrzeżu miseczki przymocowano techniką zgrzewania elektrycznego folię lutowniczą Ag—Cu—In grubości około 60 μm — fotografia, rys. 4.



Rys. 4. Fotografia miseczki miedzianej z ekranem

Krażki z walcowanej blachy wolframowej o grubości 0,25 mm wycięto przy pomocy wykrojnika. Centralny otwór ograniczający plazmę wyładowania ma średnicę 2,8 mm. Na obrzeżu krążka naniesiono chemicznie warstwę Ni, do której zgrzano drut lutowniczy Ag—Cu—In o średnicy 0,5 mm (rys. 5).



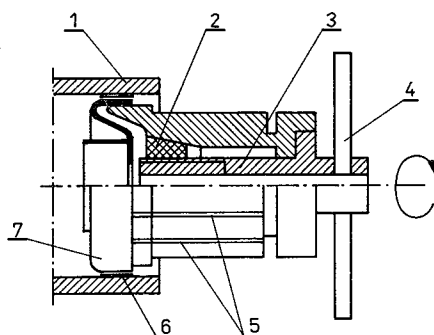
Rys. 5. Krążek wolframowy z drutem lutowniczym

1 — krążek wolframowy W 2 — lut AgCuIn 3 — warstwa Ni

Wykonanie dobrej jakości złącza miedź—ceramika alundowa wymaga zachowania małego luzu wewnętrzną powierzchnią ceramiki, a zewnętrzną, pokrytą folią lutowniczą powierzchnią miseczki. Uzyskuje się to przez roztlóczenie umieszczonej we właściwym położeniu w rurze ceramicznej miseczki — aż do uzyskania dobrego kontaktu mechanicznego. Proces roztlaczania przeprowadzono przy pomocy prostego urządzenia pokazanego na rys. 6.

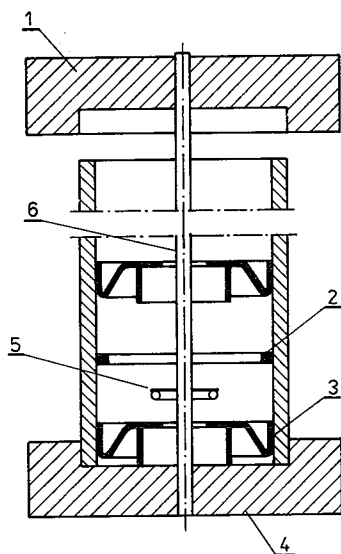
Montaż tak wykonanych podzespołów rury ceramicznej przebiegał wg następującego schematu (rys. 7):

- do pionowo ustawionej rury ceramicznej wprowadza się osiowo centrujący pręt wolframowy,
- umieszczoną w odpowiednim miejscu w rurze ceramicznej miseczkę połączoną z ekranem roztlacza się aż do uzyskania dobrego kontaktu mechanicznego,
- do rury ceramicznej wprowadza się dystansowy pierścień ceramiczny, krążek



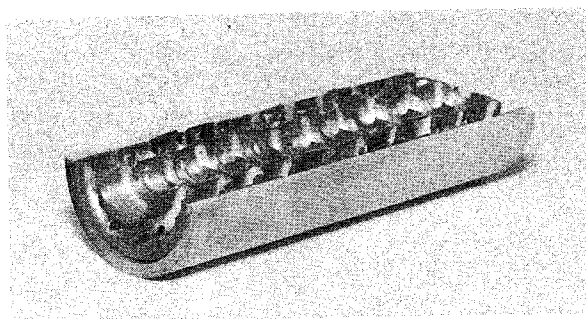
Rys. 6. Schemat urządzenia do rozłączania miseczek miedzianych w rurze ceramicznej

1 — rura ceramiczna 2 — stożkowy klin 3 — gwintowana śruba pociągowa 4 — dźwignia napędowa 5 — wzdłużne rozcięcie korpusu 6 — folia lutownicza 7 — miseczka wraz z ekranem



Rys. 7. Schemat montażu podzespołów rury laserowej

1 — szablon grafitowy górny 2 — pierścień dystansujący 3 — miseczka 4 — szablon grafitowy dolny 5 — pierścienie wolframowe 6 — wolframowy pręt centrujący



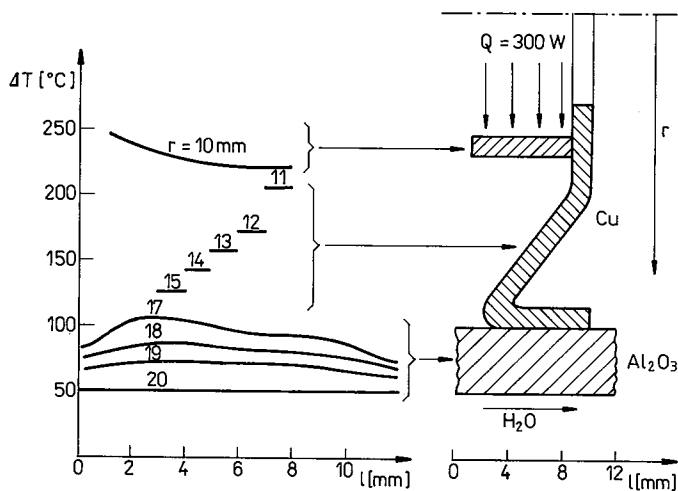
Rys. 8. Przekrój gotowego segmentu rury laserowej

wolframowy, kolejną miseczkę i tak dalej aż do całkowitego wypełnienia rury ceramicznej.

Po umieszczeniu końców pręta wolframowego w grafitowych szablonach centrujących proces jednoczesnego wykonania połączeń ceramika—miedź—wolfram przeprowadza się w piecu wodorowym w temperaturze ok. 750°C . Przekrój tak wykonanego segmentu rury laserowej przedstawia rys. 8.

Ograniczenie długości segmentu do 100 mm wynika z dostępnych obecnie w kraju rur ceramicznych o takiej długości. W celu otrzymania rury laserowej o rozsądnej długości kapilary wyladowczej (600—1000 mm) poszczególne segmenty połączono przy pomocy szkliva (w piecu próżniowym o temperaturze 550°C) tworząc kapilarę wyladowczą o długości 800 mm. Obecnie trwają badania nad uruchomieniem i określeniem podstawowych parametrów tak wykonanego lasera.

Opisana wyżej rura laserowa charakteryzuje się dużą radialną przewodnością cieplną. W celu rozwiązania równania przewodnictwa cieplnego zasymulowano przewodność cieplną rury przewodnością elektryczną odpowiednio zbudowanej sieci oporowej, w której przestrzenny rozkład potencjału odpowiada, jak wiadomo przestrzennemu rozkładowi temperatury rozpatrywanego modelu. Wyniki przedstawiono na rys. 9, na którym pokazano rozkład temperatury w otoczeniu pojedynczego segmentu miedzianego.



Rys. 9. Rozkład temperatury w rurze laserowej przy propagacji ciepła wydzielonego w pojedynczym segmencie, $Q = 300$ W

Przy założeniu, że moc cieplna propagowana przez segment wynosi 300 W, a temperatura wody chłodzącej 20°C , maksymalna temperatura elementu miedzianego nie powinna przekraczać 250°C . Takie same warunki pracy odpowiadają natężeniu prądu wyladowania 60 A, co przy zastosowaniu średnicy kapilary wyladowczej 2,8 mm daje gęstość prądu 1000 A/cm².

2.3. PODSTAWOWE PARAMETRY HANDLOWYCH MODELI LASERÓW ARGONOWYCH

Podstawowe parametry oferowanych obecnie do sprzedaży laserów argonowych zestawiono w Tablicy 2 [2].

Tablica 2

Parametry modeli handlowych laserów argonowych

Firma — model	Konstrukcja rury wyładowczej	System chłodzenia	Długość rezonatora	Max. prod. wyładowania	Moc wyjściowa	Stabilność mocy wyjściowej
Carl Zeiss-Jena ILA-120	grafitowa	woda	1200 mm	30 A	3 W	3%
IMiO PW LGJ-5	grafitowa	woda	1500 mm	30 A	5 W	3%
Coherent Radiation CR-8	grafitowa	woda	1450 mm	40 A	8 W	1%
Spectra Physics 171	berylowa	woda	1770 mm	50 A	15 W	0,5%
Coherent Radiation INNOVA 100	ceramiczno-metalowa	woda	1920 mm	60 A	20 W	0,5%
Oriel 82—50	berylowa	powietrze	250 mm	12 A	0,05 W	1%

3. LASERY NA PARACH METALI

Następną grupą laserów jonowych są lasery na parach metali, a także niemetali. Obsadzanie górnych poziomów laserowych następuje w trakcie wyładowania elektrycznego w mieszaninie gazu szlachetnego i pary pierwiastka laserującego, najczęściej metalu (stąd pochodzi ich nazwa). W wyniku zderzeń jonów (B^+) lub atomów w stanach metastabilnych (B_{met}) gazu szlachetnego z atomami metalu (M), następuje jednoczesna jonizacja i wzbudzenie tych ostatnich do górnego stanu laserowego (M^+) wg. reakcji:



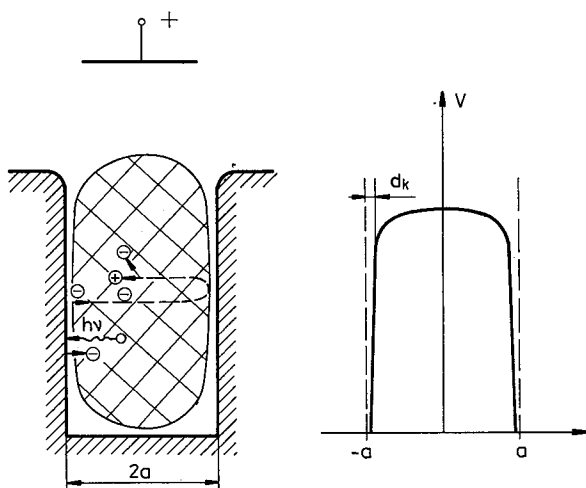
Reakcja (1) jest reakcją wymiany ładunku, a reakcja (2) nosi nazwę zderzenia Penninga. Należy podkreślić, że reakcje te mają charakter rezonansowy, tzn. różnica energii ΔE między poziomami energetycznymi cząsteczek biorących w nich udział musi być mała. Oznacza to, że w wyniku tych zderzeń selektywnie pobudzane są ściśle określone poziomy energetyczne jonu laserującego.

Wydajność tych procesów, a tym samym szybkość obsadzania górnych poziomów laserowych jest proporcjonalna do iloczynu koncentracji zderzających się cząsteczek ich wzajemnej prędkości oraz przekrojów czynnych na powyższe reakcje. Dla najbardziej znanych pierwiastków laserujących przekroje te są rzędu 10^{-15} cm^2 [3].

Zmieniając rodzaj materiału laserowego bądź gazu buforowego, a nawet rodzaj

wyładowania można uzyskać nowe przejścia laserowe. Obecnie znanych jest kilkadziesiąt pierwiastków laserujących, zaś liczba odkrytych przejść przekracza kilkaset i pokrywa zakres widmowy od dalekiego ultrafioletu do podczerwieni. Dla niektórych z nich osiągnięto moce rzędu kilku W przy pracy quasi — ciąglej.

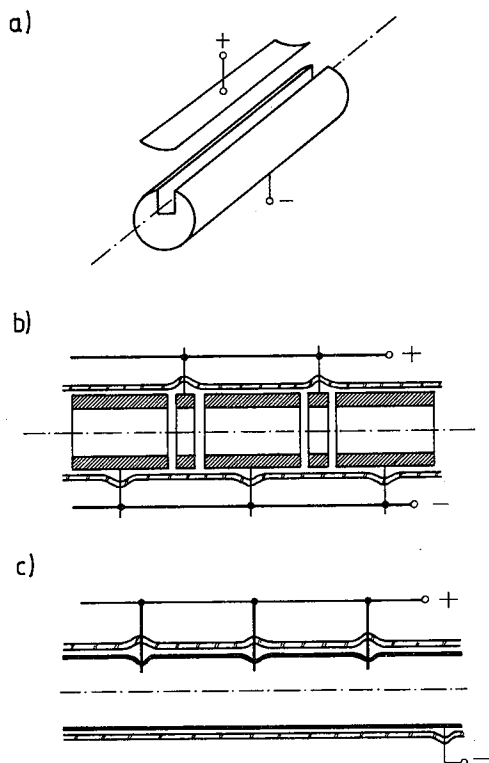
Lasery na parach metali można podzielić na dwie podgrupy różniące się rodzajem zastosowanego wyładowania elektrycznego oraz sposobem wytwarzania niezbędnej koncentracji atomów pierwiastka laserującego. Do pierwszej z nich należą lasery wykorzystujące kolumnę dodatnią konwencjonalnego wyładowania jarzeniowego (podobnie jak w laserach He—Ne), zaś ośrodkiem laserującym są pierwiastki o wysokiej prężności par w relatywnie niskich temperaturach. Odpowiednią koncentrację par wytwarza się zwykle przy pomocy zewnętrznego punktowego pieca (czasami przy pomocy dodatkowego wyładowania), a wykorzystanie efektu kataforezy pozwala na ich równomierne rozprowadzenie wzdłuż osi rury laserowej. Do najważniejszych laserów tej odmiany należą He—Cd i He—Se. Intensywne badania tych laserów prowadzono w latach 60-tych i na początku 70-tych. Ich rezultatem było opracowanie modeli o znacznej trwałości. W ostatnich latach lasery He—Cd straciły częściowo swe znaczenie ze względu na rozwój laserów barwnikowych i jonowych Ar^+ i Kr^+ o znacznie lepszych parametrach (moc promieniowania, szerokość linii, stabilność, możliwość przestrajania), w obszarze bliskiego UV i fioletu. Prowadzone są nadal prace nad laserem He—Se w celu zastosowania go do telewizji kolorowej. Laser He—Se może jednocześnie generować trzy podstawowe barwy, jednak linie zielone mają znaczną przewagę nad pozostałymi.



Rys. 10. Przekrój prostokątnej wnęki katodowej oraz rozkład potencjału pola elektrycznego wewnątrz wnęki

Drugą odmianą laserów na parach metali są lasery wykorzystujące specyficzny rodzaj wyładowania jarzeniowego tzn. wyładowanie wnękowe. W odmianie tej mieszczą się również tzw. „rozpylalne” lasery wnękowe. Schemat przekroju prostokątnego

kątnego wnęki katodowej z zaznaczeniem istotnych dla tego rodzaju wyładowania procesów, a także rozkład potencjału pola elektrycznego we wnęce przedstawiono na rys. 10. Natomiast rys. 11 przedstawia odmiany wnęk stosowanych w konstrukcjach rur wyładowczych laserów wnękowych.



Rys. 11. Odmiany wnęk katodowych stosowanych w laserowych rurach wyładowczych: a — wnęka prostokątna, b — wnęka cylindryczna, c — konstrukcja fletowa

Zasadniczymi cechami wyładowania wnękowego odróżniającymi je od konwencjonalnego wyładowania jarzeniowego z płaską katodą są:

— znacznie większa emisja elektronów z katody, głównie dzięki efektywnemu wykorzystaniu kwantów promieniowania krótkofalowego z obszaru jarzenia ujemnego,

— większa wydajność jonizacji elektronowej spowodowana oscylacyjnym ruchem elektronów w obszarze wnęki.

W rezultacie podczas wyładowania wnękowego, przy zbliżonych wartościach spadków katodowych, uzyskuje się o 2—3 rzędy wielkości większą gęstość prądu wyładowania w porównaniu z wyładowaniem jarzeniowym normalnym. Ponadto znaczna liczba wysokoenergetycznych elektronów zapewnia efektywną jonizację i pobudzanie gazu wypełniającego wnękę. Oznacza to, że w wyładowaniu wnękowym w porównaniu z kolumną dodatnią procesy wymiany ładunku (reakcja 1) są bardziej

uprzywilejowane w stosunku do zderzeń Penninga. Stąd zastosowanie tego wyładowania umożliwia, w pewnych przypadkach, generację innych długości fal niż w laserach wykorzystujących kolumnę dodatnią, jak to ma miejsce np. w laserze wnekowym He—Cd [4].

Zjawiskiem ubocznym, lecz bardzo istotnym z punktu widzenia spektroskopii oraz techniki laserowej, jest bardzo silne rozpylanie ścianek wnęki katodowej. Rozpylanie takie wykorzystano w konstrukcjach tzw. „rozpylalnych” laserów wnekowych, w których źródłem par pierwiastka laserującego jest materiał wnęki katodowej. Uzyskano na tej drodze wydajną generację dla szeregu metali, dla których otrzymanie odpowiedniej koncentracji par na drodze termicznej byłoby kłopotliwe. Np. dla prostokątnej wnęki o wymiarach 2×6 mm i wyładowania w Ne otrzymano koncentrację atomów Cu rzędu 10^{14} at/cm³ [5]. Ważniejsze przejścia laserowe otrzymane dla szeregu metali „rozpylalnych” laserach wnekowych przedstawiono w Tablicy 3.

Tablica 3

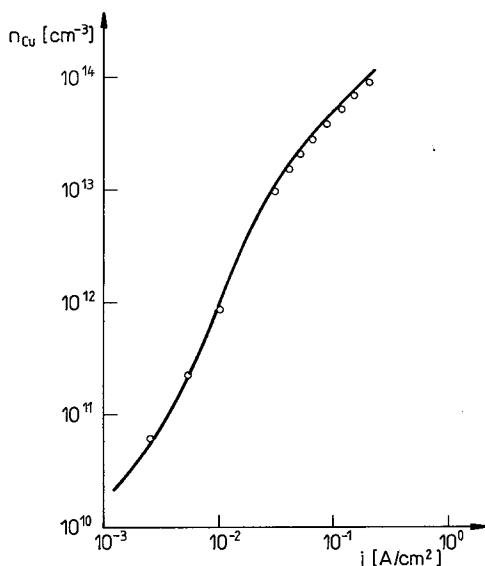
Wykaz ważniejszych przejść laserowych otrzymanych w „rozpylalnych” laserach wnekowych

Długość fali [nm]	Materiał laserujący	Gaz su- forowy	Moc wyjściowa [W]		Poz. bibliogra- fii
			praca ciągła	praca impulsowa	
224,3	Ag II	He	$1 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-2}$	6
248,6—272,2	Cu II	Ne		0,8	6
259,1	Cu II	Ne	$21 \cdot 10^{-3}$		7
270,3	Cu II	Ne	$34 \cdot 10^{-3}$		7
282,3—284,7	Au II	He	$20 \cdot 10^{-3}$	0,6	6
318	Ag II	Ne		0,35	8
358	Al II	Ne		$9 \cdot 10^{-3}$	9
478,8 502,7	Ag II	Ne		$42 \cdot 10^{-3}$	10
780,8	Cu II	He		5	11
840	Ag II	He		1	12

Fenomenologiczną teorię lasera wnekowego Ne—Cu przedstawiono w pracy Warnera i in. [13]. Przyjmując szereg założeń upraszczających, m.in. jednorodną funkcję jonizacji w obszarze wnęki i pomijając szerokość spadku katodowego, autorzy wyznaczyli przybliżone rozwiązanie równań transportu cząsteczek we wnęce i na jego podstawie otrzymali bilans strumieni cząsteczek naładowanych różnego rodzaju oraz atomów metalu opuszczających i powracających na powierzchnię katody. Otrzymano zależności łączące wydajność rozpylania katody, koncentracje atomów metalu i jonów gazu buforowego od natężenia prądu wyładowania. Okazało się, że dla małych prądów katoda jest rozpylana przez jony gazu buforowego, zaś dla dużych — przez jony metalu powstałe w wyniku reakcji wymiany ładunku. Ich zdolność rozpylania jest z reguły znacznie wyższa niż jonów gazu buforowego. Oznacza to, że wnęka katodowa jest

rozpylona głównie przez własne jony. Wyniki przewidywań teorii oraz potwierdzenie eksperymentalne przedstawiono na rys. 12.

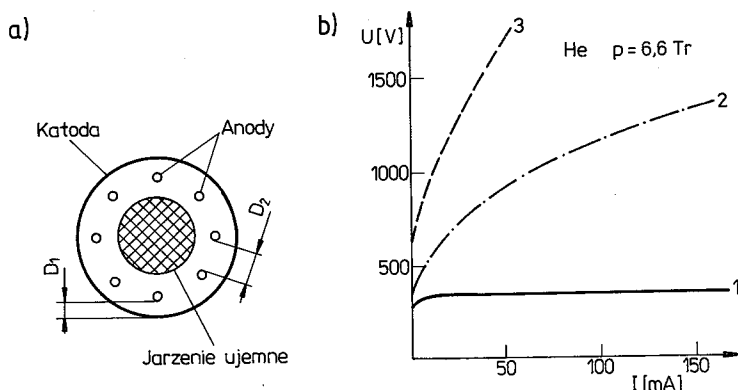
Poważną wadą laserów wnękowych utrudniającą ich praktyczne wykorzystanie jest niestabilność wyładowania rozumiana jako przejście od wyładowania jarzeniowego wnękowego o spadku katodowym rzędu kilkuset woltów do wyładowania



Rys. 12. Zależność koncentracji atomów Cu od gęstości prądu wyładowania wg przewidywań teorii w pracy [13], linia ciągła. Kółkami zaznaczono wyniki pomiarów.

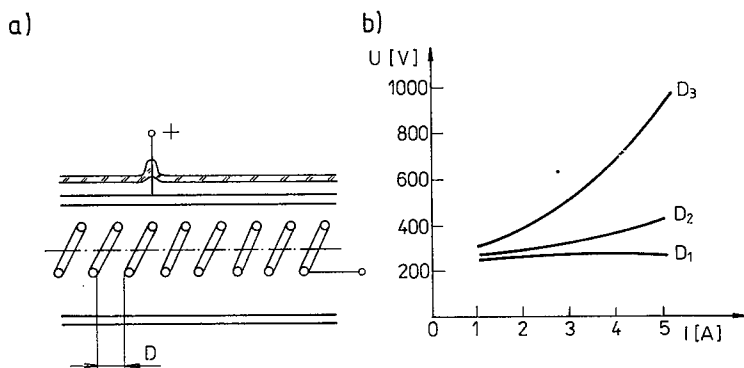
łukowego. Powoduje to nie tylko zanik akcji laserowej spowodowany zmianą warunków pobudzania ośrodka czynnego, lecz prowadzi często do uszkodzenia rury laserowej. Podstawowe przyczyny „łukowania” to wzrost temperatury katody oraz zwarcia spowodowane osadzaniem się rozpylonego materiału katody na elementach izolacyjnych konstrukcji rury wyładowczej. Pomimo szeregu prób wyeliminowania bądź ograniczenia tego zjawiska, m.in. przez dobór odpowiedniej konstrukcji wnęki katodowej, stosowanie pułapek utrudniających osadzanie się atomów metalu poza obszarem wnęki, wprowadzanie siatek przeciwlukowych czy skracanie czasu trwania impulsów prądowych [12, 14—16], problem ten jest wciąż aktualny.

Jedną z najbardziej obiecujących dróg ograniczenia „łukowania” i jednocześnie polepszenia warunków pobudzania ośrodka czynnego jest modyfikacja wnęk katodowych w taki sposób, aby częściowo ograniczyć efekt wnękowy, tzn. zmniejszyć natężenie prądu płynącego przez obszar wyładowania a zwiększyć napięcie na elektrodach. Na rys. 13 przedstawiono charakterystyki prądowo-napięciowe dla konstrukcji, w której efekt wnękowy ograniczono przez wyprowadzanie coraz większej liczby prętów anodowych do cylindrycznej wnęki katodowej [17]. W pobliżu każdego pręta powstaje strefa cienia nie objętego wyładowaniem (tzn. obszar wyładowania utrudnionego). Dzięki temu wyładowanie wnękowe zostaje podzielone na szereg mniej lub bardziej oddziaływujących na siebie obszarów.



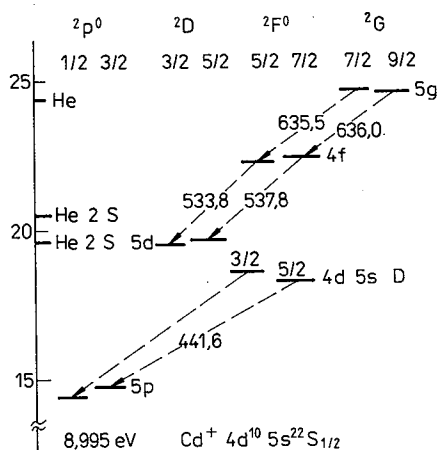
Rys. 13. Przekrój wnętrza katodowej — (a): $D_y = 1,2$ mm oraz charakterystyki prądowo-napięciowe wyładowania — (b): 1 — wyładowanie wewnętrzne nieutrudnione, 2 — $D_2 = 0,95$ mm, 3 — $D_2 = 0,55$ mm

Inną odmianą konstrukcji katody z ograniczonym efektem wężowym przedstawiono w pracy [18] — rys. 14. Zastosowanie katody w postaci spirali, dla której w zależności od stosunku skoku do średnicy wewnętrznej można dowolnie regulować efektywność wyładowania wężowego, okazało się bardzo korzystne z punktu widzenia generacji laserów, m.in. umożliwiło 4-krotny wzrost mocy lasera He—Cu II dla $\lambda = 780$ nm, w porównaniu ze zwykłym wyładowaniem wężowym [19]. Konstrukcję spiralną zastosowano w szeregu innych prac, m.in. w pracy [20] dotyczącej badań tzw. „białego” lasera wężowego He—Cd II generującego trzy podstawowe barwy. Należy nadmienić, że ten typ lasera „białego” ma przewagę lasera He—Se II z uwagi na znacznie lepszą stabilność generacji związaną z brakiem konkurencji między liniami (różne mechanizmy pobudzania każdej z nich — rys. 15, a także ze względu na ich położenie na krzywej rozkładu kolorystycznego co umożliwia prawie idealne odtwarzanie kolorów — rys. 16.

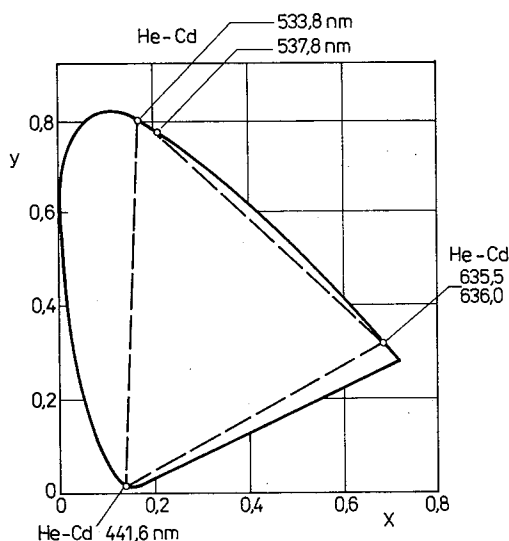


Rys. 14. Schemat konstrukcji spiralnej wnętrza katodowej — (a) oraz charakterystyki prądowo-napięciowe wyładowania — (b) dla: $D_1 = 0,4$ mm, $D_2 = 2$ mm, $D_3 = 3,2$ mm

Prace nad laserami jonowymi na parach metali dalekie są jeszcze od uwieńczenia takim sukcesem jak w przypadku laserów na gazach szlachetnych. Wymagane są dalsze badania właściwości wyładowania i jego odmian. Potrzebne są dalsze prace nad optymalizacją konstrukcji i rozmiarów wnęk katodowych, doбором właściwego ciśnienia gazu i warunków pobudzenia wyładowania dla uzyskania możliwie największej wydajności reakcji (1) i (2) w pobliżu centrum wnęki katodowej, tj. w obszarze generacji laserowej.



Rys. 15. Schemat rozkładu poziomów energetycznych jonu Cd uczestniczących w generacji laserowej. Przejścia 635,5 i 636,0 nm pobudzone wg reakcji (1), 533,8 i 537,8 nm — przejścia kaskadowe, przejście 441,6 nm pobudzone wg reakcji (2)

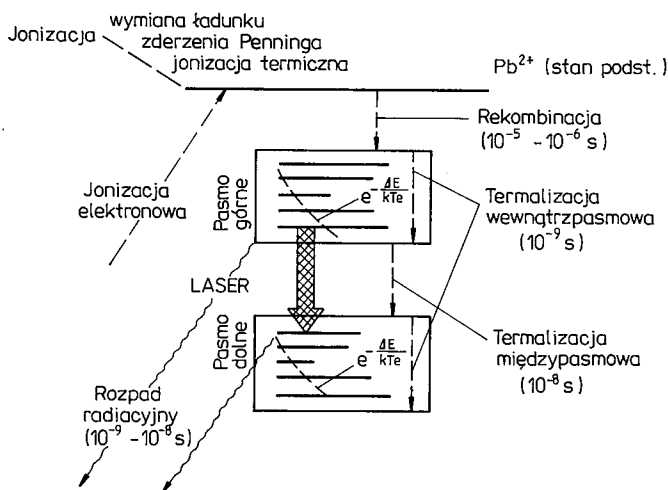


Rys. 16. Rozkład kolorystyczny z zaznaczeniem długości fal emitowanych przez laser „biały” He—Cd

4. LASERY REKOMBINACYJNE

Ostatnią grupę laserów, w której w generacji uczestniczą jony w stanie gazowym są lasery rekombinacyjne. W laserach tego typu inwersja obsadzeń powstaje w stygnącej i najczęściej rozprzestrzeniającej się plazmie zawierającej znaczną liczbę jonów pierwiastka laserującego (zwykle metalu) o różnych krotnościach jonizacji.

W procesach rekombinacji z nisko energetycznymi elektronami powstają jony o niższym stopniu jonizacji lub atomy w przypadku jonów jednokrotnych, lecz o energii potencjalnej równej energii cząsteczki przed zderzeniem. W dalszej fazie zmniejszenie

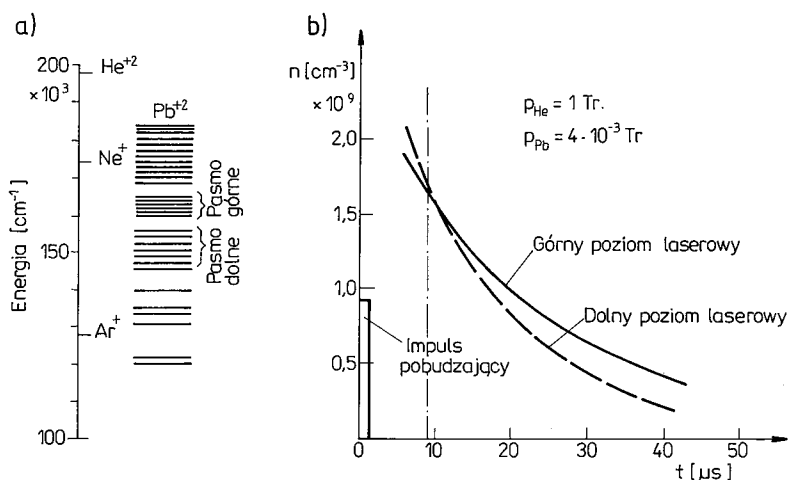


Rys. 17. Procesy prowadzące do wytworzenia inwersji obsadzeń w laserze rekombinacyjnym na jonach ołowiu. Szybkości reakcji zderzeniowych oszacowano dla konstrukcji elektronów $n_e = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$

energii cząsteczki następuje głównie w wyniku tzw. zderzeń superelastycznych z elektronami, w czasie których określona część energii potencjalnej przekazana jest elektronom. Prawdopodobieństwo takich zderzeń rośnie ze wzrostem koncentracji elektronów i maleje, gdy porcja energii odbieranej przez elektron jest zbyt duża, tzn. gdy odstęp między kolejnymi poziomami energetycznymi wzbudzonej cząsteczki staje się znaczny. W takim przypadku o dalszym zanikaniu stanów wzbudzonych decydują procesy radiacyjne. Schematyczną ilustrację mechanizmów prowadzących do wytworzenia inwersji obsadzeń w plazmie zawierającej jony ołowiu przedstawiono na rys. 17 i 18 [21].

Jak wynika z rysunków, uzyskanie akcji laserowej jest możliwe dla przejść między dolnymi poziomami pasma górnego a którymś z wyżej leżących poziomów pasma dolnego. Wielkość inwersji, a tym samym natężenia promieniowania laserowego są ograniczone w czasie i przestrzeni. Dla zbyt krótkich czasów po zakończeniu impulsu pobudzającego energia elektronów jest zbyt duża aby następowała wydajna rekombinacja, ponieważ przekrój czynny dla tego procesu maleje ze wzrostem energii elektronów. Jednocześnie istniejąca wówczas znaczna koncentracja elektronów spr-

wia, że zderzenia superelastyczne powodują także termalizację międzypasmową, tzn. zapęnlanie dolnych poziomów laserowych kosztem górnego. Z kolei dla czasów zbyt długich, koncentracja jonów i elektronów maleje tak bardzo, że opisywane tutaj procesy stają się nieznaczające i akcja laserowa ustaje.



Rys. 18. Schemat poziomów energetycznych wzbudzonego jonu Pb — (a) oraz zmiany czasowe obsadzenia górnego i dolnego poziomu laserowego — (b)

Jeżeli procesy te zachodzą w rozprzestrzeniającej się z pewną prędkością plazmie to istnieje pewna optymalna odległość od miejsca wytworzenia ogniska plazmowego gdzie inwersja osiąga wartość maksymalną. Analogicznie przebiegają procesy prowadzące do wytworzenia inwersji obsadzeń dla innych pierwiastków i dla jonów o innych krotnościach.

Z powyższego omówienia wynikają dwa podstawowe ograniczenia w wytwarzaniu inwersji obsadzeń dla niskojonizowanych pierwiastków:

- zbyt wysoka koncentracja elektronów powoduje termalizację międzypasmową,
- zbyt duża energia elektronów ogranicza szybkość procesów rekombinacji.

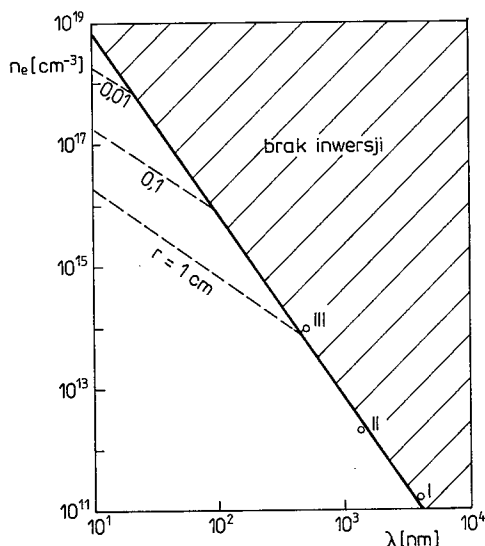
Oba te niekorzystne zjawiska mogą być ograniczone przez zwiększenie krotności jonizacji pierwiastka laserującego. Rosną wówczas przerwy energetyczne między poziomami laserowymi co sprawia, że procesy radiacyjne mają przewagę nad destrukcją tych poziomów w wyniku zderzeń superelastycznych, ponieważ radiacyjny czas życia danego poziomu jest w przybliżeniu odwrotnie proporcjonalny do sześcienu częstotliwości przejścia. Również rekombinacja jonów o dużych krotnościach zachodzi przy znacznie wyższych energiach elektronów. Jednak przy przejściu do wyżej zjonizowanych atomów i skracaniu długości fali generacji lasera występują następne ograniczenia — uwięzienie promieniowania krótkofalowego oraz trudności w wytworzeniu plazmy o odpowiedniej koncentracji wysokojonizowanego pierwiastka laserującego.

Przez porównanie szybkości rozpadu radiacyjnego poziomów laserowych z czasem ich destrukcji w wyniku zderzeń superelastycznych można określić dopuszczalną

wartość koncentracji elektronów n_{egr} o średniej energii wyrażonej temperaturą T_e , powyżej której otrzymanie inwersji obsadzeń nie jest możliwe [22]:

$$n_{egr} \leq 0,13 \sqrt{T_e/\lambda^3} \quad [\text{cm}^{-3}]. \quad (3)$$

Zależność tę określono na rys. 19 linią ciągłą, zaś liniami przerywanymi zaznaczono wpływ efektu uwięzienia promieniowania dla trzech wartości promienia cylindrycznego słupa plazmy. Na wykresie naniesiono również wyniki pomiarów dla przejść laserowych w obszarze podczerwieni i widzialnym.



Rys. 19. Wykres zależności (3) z zaznaczeniem wpływu uwięzienia promieniowania dla słupa plazmy o promieniu $R = 1, 0,1$ i $0,01$ cm przy założeniu $T_e = 3000\text{K}$. I — $\lambda = 3955$ nm, $n_e = 1,8 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ dla Cd, II — $\lambda = 1433$ nm, $n_e = 2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ dla Cd, III — $\lambda = 488$ nm, $n_e = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ dla Ar II

Rozważania teoretyczne i wyniki pomiarów wskazują, że wielkości możliwej do uzyskania inwersji obsadzeń rośnie ze wzrostem krotności jonizacji osiągając wartość maksymalną dla jonów wodoropodobnych, tzn. pozbawionych wszystkich elektronów z wyjątkiem jednego i wyraża się wzorem [23]:

$$G_{jk}^{\max} = 3,5 \times 10^{-7} A_{jk}^H \cdot r \cdot Z^{4,5} \quad [\text{cm}^{-1}], \quad (4)$$

gdzie: A_{jk}^H — stała Einsteina, odwrotność czasu życia dla przejścia $j \rightarrow k$ dla atomu wodoru. Zwykle jest to przejście $4 \rightarrow 3$

$r = \frac{n_j}{n_e}$ — stosunek gęstości obsadzeń górnego stanu laserowego n_j do koncentracji elektronów przy założeniu, że każdy jon o krotności $(Z + 1)$ bierze udział w akcji laserowej dla przejść we wzbudzonym jonie o krotności Z ,
 Z — krotność jonizacji.

W przypadku jonów niewodoropodobnych (NHL — non-H-like) stosuje się inną zależność:

$$G_{4-3}^{\text{NHL}} 2,9 \sqrt{M \cdot r \cdot Z_{ef}^4} \quad [\text{cm}^{-1}], \quad (5)$$

gdzie: G_{4-3}^{NHL} — współczynnik wzmocnienia dla przejścia $4 \rightarrow 3$ jonu niewodoropodobnego,

M — masa jonu

$$Z_{ef} = \left(\frac{U_j^{\text{NHL}}}{U_j^{\text{H}}} \right)^{1/2}$$

U_j^{NHL} — potencjał jonizacji jonu niewodoropodobnego

U_j^{H} — potencjał jonizacji atomu wodoru.

Wyniki pomiarów oraz obliczeń na podstawie powyższych wzorów współczynnika wzmocnienia dla szeregu pierwiastków o różnych stopniach jonizacji, podano w Tablicy 4 [23].

Tablica 4

Wyniki pomiarów i obliczeń współczynnika wzmocnienia w rekombinującej plazmie zawierającej jony wodoropodobne [23]

Symbol pierwiastka	Przejście $j k$	$j k^{\text{nm}}$	Z	r	$G_{jk}^{\text{exp.}}$ an^{-1}	$G_{jk}^{\text{wy 4}}$ an^{-1}
H	4—3	1875,0	1	$1 \cdot 10^{-3}$	0,004	0,004
Cd		1433	0,81	$1 \cdot 10^{-3}$	0,01	0,01
Cd ⁺		537,8	1,11	$3 \cdot 10^{-6}$	0,001	0,0001
C ⁵⁺	3—2	18,2	6	$9 \cdot 10^{-6}$	0,7	0,4
C ⁵⁺	4—3	52,0	6	$4 \cdot 10^{-6}$	0,02	0,04
Al ¹¹⁺	4—3	13,0	12	$6 \cdot 10^{-3}$	10	1,4

obliczanie wg wzoru 5

Głównym problemem w uzyskaniu znacznych wartości współczynnika wzmocnienia jest stosunkowo mała wartość r . Według przewidywań teoretycznych parametr r powinien rosnąć z trzecią potęgą krotności jonizacji ($r \propto Z^3$) i osiągać wartości większe od 10^{-3} (dla atomu H).

W rzeczywistości, w dotychczasowych eksperymentach, wartość r była rzędu $10^{-5} \div 10^{-6}$ i nie zależała od Z . Jest to spowodowane nieefektywnością procesów wytwarzania plazmy, w których energia zewnętrzna jest rozproszona na produkcję jonów o różnych krotnościach, a także zbyt wczesną rekombinacją zachodzącą przy gęstościach elektronów większych niż wynika to z zależności (3). Ocenia się, że w eksperymencie, w którym uzyskano generację na wzbudzonych jonach C⁵⁺ ($\lambda = 52$ nm), około 97% jonów C⁵⁺ nie zostało wykorzystanych z powodu zbyt wczesnej rekombinacji.

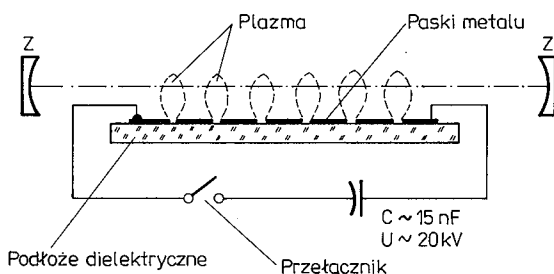
Plazmę do laserów rekombinacyjnych można wytwarzać różnymi metodami. Należą do nich:

— wyładowania impulsowe w mieszaninie gazu szlachetnego i par pierwiastka laserującego,

- przyrządy typu SPER (*Segmented Plasma Excitation and Recombination*),
- ogniskowe silnych wiązek laserowych na powierzchni elementu z materiału laserującego,
- eksplozje nuklearne.

Lasery z grupy pierwszej konstrukcyjnie i w sposobie zasilania niewiele różnią się od znanych laserów atomowych na parach Cu, Au i in. Odpowiednia koncentracja par pierwiastka laserującego jest wytwarzana bądź przez podgrzewanie zewnętrzne bądź przez wyładowanie. Przedstawicielem tej grupy jest laser rekombinacyjny na parach strontu [24], dla którego osiągnięte są moce średnie rzędu kilku W dla $\lambda = 430,5$ i $416,2$ nm.

W laserach rekombinacyjnych typu SPER [25], rys. 20, źródłem plazmy jest impulsowe wyładowanie iskrowo-łukowe powstające przy rozładowaniu kondensatora poprzez szereg odizolowanych od siebie pasków metalu umieszczonych na podłożu z dielektryka w komorze wypełnionej helem. W przerwach między kolejnymi



Rys. 20. Schemat budowy lasera rekombinacyjnego typu SPER

paskami następuje intensywne rozpylanie i odparowanie metalu oraz jonizacja uwolnionych atomów. „Pączki” plazmy o wysokiej koncentracji jonów metalu i elektronów wydostają się ze szczelin międzypaskowych i rozprzestrzeniając się w otaczającym gazie stygną oraz podlegają procesom rekombinacji. Oś rezonatora optycznego znajduje się w pewnej odległości nad linią płaską w miejscu, gdzie procesy rekombinacji i zderzeń superelastycznych wytwarzają inwersję obsadzeń. W tego typu wyładowaniu możliwe jest otrzymanie koncentracji atomów (bądź jonów) metalu rzędu 10^{13} – 10^{15} cm $^{-3}$ [26]. Prace Silfvast’a i in. [27] nad laserami SPER doprowadziły do uzyskania ponad 50 przejść laserowych dla kilkunastu metali. Przejścia te pokrywają zakres do około 300 do 5460 nm. Niektóre z nich przedstawiono w Tablicy 5.

Większość z tych przejść otrzymano dla jednokrotnych jonów bądź wzbudzonych atomów metalu, ponieważ w laserach SPER nie jest możliwe wytworzenie jonów o wysokiej krotności (maksymalnie 3-krotna dla indu). Według ocen Silfvasta [27] w laserach tego można oczekiwać średnich mocy generacji rzędu 10 W przy mocy impulsów laserowych około 1 kW.

Inną odmianą laserów rekombinacyjnych są przyrządy, w których plazma jest wytwarzana przez ogniskowanie silnych wiązek laserowych (lasery rubinowe, neodymowe lub CO $_2$) na powierzchni materiału laserującego — rys. 21 [28].

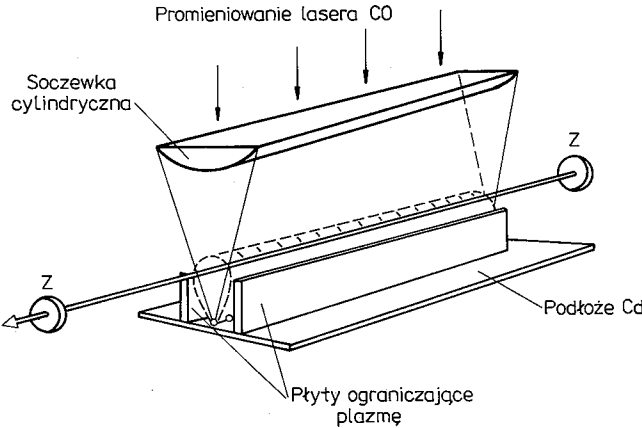
Tablica 5

Wykaz niektórych przejść laserowych otrzymanych w laserach rekombinacyjnych typu SPER

Pierwiastek	Dług. fali nm	Konfiguracja przejścia	Pierwiastek	Dług. fali nm	Konfiguracja przejścia
Al II	1012	$4p^3P_0^0-3d^3D_1$	Sn II	579,9	$4f^2F_{7/2}^0-5d^2D_{5/2}$
	1246	$5d^1D_2-5p^1P_1^0$		1063	$5f^2F_{5/2}^0-6d^2D_{3/2}$
	1406	$7p^1P_1-6s^1S_0^0$		1076	$5f^2F_{7/2}^0-6d^2D_{5/2}$
Al III	5696	$4p^2P_{3/2}^0-4s^2S_{1/2}$	Pb II	1239	$7d^2D_{5/2}-7p^2P_{3/2}^0$
	577,2	$4p^2P_{1/2}^0-4s^2S_{1/2}$		537,2	$5f^2F_{3/2}^0-6p^2P_{5/2}$
Ca II	1184	$5p^2P_{1/2}^0-5s^2S_{1/2}$		839,6	$8s^2S_{1/2}-7p^2P_{3/2}^0$
	1194	$5p^2P_{3/2}^0-5s^2S_{1/2}$	Bi III	1166	$6f^2F_{5/2}^0-7d^2D_{3/2}^3$
Cu II	7807	$6s^3D_3-5p^3F_4^0$		1324	$6f^2F_{7/2}^0-7d^2D_{5/2}$
	1787			759,9	$6f^2F_{5/2}^0-7d^2D_{3/2}$
Mg II	1091	$4p^2P_{3/2}^0-3d^2D_{3/2}$	In II	806,9	$6f^2F_{7/2}^0-7d^2D_{5/2}$
Zn II	4924	$4f^2F_{7/2}^0-4d^2D_{5/2}$		468,0	$4f^3F_4^0-5d^3D_3$
	775,7	$6s^2S_{1/2}-5p^2P_{3/2}^0$		689,1	$6p^3P_2^0-6s^3S_1$
	1685	$7s^2S_{1/2}-6p^2P_{3/2}^0$	In III	718,2	$6p^3P_1^0-6s^3S_1$
Ag II	1646	$6p^3D_1^0-5d^3D_3$		727,5	$6p^3P_0^0-6s^3S_1$
	1720	$6p^3D_3^0-5d^3D_3$		735,3	$7s^3S_1^0-6p^3P_1^0$
	1735	$6p^3F_0^0-5d^3G_5$		765,8	$7s^3S_1-6p^3P_2^0$
Cd II	806,9	$6p^2P_{3/2}^0-6s^2S_{1/2}$		298,3	$4f^2F_{5/2}^0-5d^2D_{3/2}$
	853,3	$6p^2P_{1/2}^0-6s^2S_{1/2}$		300,8	$4f^2F_{7/2}^0-5d^2D_{5/2}$
	1205	$5f^2F_{3/2}^0-6d^2D_{5/2}$		524,9	$6p^2P_{3/2}^0-6s^2S_{1/2}$
	1805	$6p^2P_{3/2}^0-5d^2D_{5/2}$		582,0	$6p^2P_{3/2}^0-5d^2D_{5/2}$
				704,9	$5f^2F_{7/2}^0-6d^2D_{5/2}$

otrzymane po raz pierwszy

Materiał może być umieszczony w próżni lub w gazie. W tym drugim przypadku możliwe jest otrzymanie generacji także dla jonów gazu buforowego 29. Szczególnie korzystne okazało się posegmentowanie linii plazmowej, podobnie jak ma to miejsce w



Rys. 21. Schemat konstrukcji lasera rekombinacyjnego pobudzanego silnymi wiązkami laserów impulsowych

laserach typu SPER. Wytworzenie szeregu odizolowanych od siebie ognisk plazmowych (m.in. przez skupienie wielu wiązek laserowych na podłożu bądź przez zastosowanie soczewki cylindrycznej i przesłony o wielu otworach) zapewnia znacznie lepsze schładzanie i ekspansję plazmy, a tym samym zmniejsza straty spowodowane wczesną rekombinacją. Jeszcze większy wzrost mocy promieniowania otrzymano przez ograniczenie bocznej ekspansji plazmy dzięki umieszczeniu równolegle do linii ognisk plazmowych płytek wykonanych z dielektryka bądź metalu. W przypadku płytek metalicznych uzyskano ponad 20-krotny wzrost amplitudy impulsu laserowego i ponad 100-krotny wzrost jego energii [30].

Zastosowanie silnych wiązek laserowych do wytwarzania ognisk plazmowych umożliwia otrzymanie znacznie wyższych krotności jonizacji niż w wyładowaniach gazowych. Stąd możliwe było uzyskanie generacji, czy ściślej superradiacji, dla przejść w obszarze próżniowego ultrafioletu czy nawet miękkiego promieniowania rentgenowskiego w C^{+5} 31 i Al^{+11} 32. Dalszy rozwój laserów rekombinacyjnych i przejście w stronę jeszcze krótszych długości fal (promieniowanie X twarde lub nawet Γ) nastąpi przez zastosowanie ograniczonych eksplozji nuklearnych dla wytwarzania plazmy zawierającej jony wodoropodobne różnych pierwiastków. Jest to koncepcja laserów rentgenowskich realizowana w ramach programu SDI (*Strategic Defense Initiative*), popularnie zwanego „wojnami gwiazdnymi”.

BIBLIOGRAFIA

1. Patent USA, Nr 4, 376, 328 f-my Coherent Radiation
2. *Prospekty reklamowe i instrukcje obsługi laserów argonowych* firm: Carl Zeiss Jena, Coherent Radiation, Spectra Physica, Oriel
3. G.J. Collins: J. Appl. Phys., 1973, vol. 44, nr 10, 4633—4652
4. Kan-ichi Fuji, Tsutomu Takahashi, Yashihiko Asami: J. QE 1975, vol. QE-11, nr 3, s. 111—114
5. F.J. de Hoog, J.R. McNeil, G.J. Collins: J. Appl. Phys. 1977, vol. 48, nr 9, s. 3701—3704
6. Kanti Jain: Appl. Phys. Lett. 1980, vol. 36, nr 1
7. K.G. Hernquist: J. QE-13, 1977, nr 11, s. 929
8. J.R. Mc Neil, R.D. Reid, G.J. Collins: Opt. and Laser Techn. 1978, nr 6
9. D.C. Gerstenberger, R.D. Reid, G.J. Collins: Appl. Phys. Lett. 1977, vol. 30, nr 9
10. W.L. Johnson, J.R. Mc Neil, G.J. Collins: Appl. Phys. Lett. 1976, vol. 29, nr 2
11. K. Rozsa, M. Janossy: *Hollow Cathode Discharge Lasers*. XVI ICPIG, Invited Papers, Duesseldorf, 1983, s. 150—153
12. B.E. Warner, D.C. Garnstenberger, R.D. Reid, G.J. Collins: IEEE JQE, 1978, vol. QE-14, nr 8
13. B.E. Warner, K.B. Persson, G.J. Collins: J. Appl. Phys., 1979 vol. 50, s. 5694—5703
14. H.J. Eichler, J. Koch, R. Tornow: Proc. Lasers '83, Opto-Elektronik, München, 1983
15. Kan-ichi Fuji, Masahiro Otaka, Yushi Kamo, Macetake Takashima: Jap. J. Appl. Phys., 1983, vol. 22, nr 12, s. 1866—1869
16. T. Adamowicz, M. Grochowski, A. Siejca: *Materiały I Symp. Techniki Laserowej*, Toruń, 1984, Elektronika, 1986, vol. XXVII, nr 9, s. 16—20
17. K. Rozsa: Prace naukowe Central Research Institute for Physics Raport KFKI, 1975, 63
18. Mo. Grozawa, N. Sabotinow: Opt. Communications, 1982, vol. 41, nr 1, s. 57—58
19. N. Sabotinow: private communication
20. Kan-ichi Fuji, Hideki Yokoyama, Masahiro Sugaya, Masatake Takashima, Sverker Hard: *Materiały X-th Int. Conf. on Atomic Physica*, Tokyo, 1986

21. W.T. Silfvast, L.H. Szeto, O.R. Wood II: Appl. Phys. Lett. 1978, vol. 33, nr 11, s. 936—938
22. O.R. Wood II, W.T. Silfvast: Appl. Phys. Lett., 1982, vol. 41, nr 2, s. 121—123
23. W.T. Silfvast, O.R. Wood II: Optics Lett., 1983, vol. 8, nr 3, s. 169—171
24. W.W. Żukow, W.S. Kuczerow, E.L. Latusz, M.F. Sem: Kwantowaja Elektronika, 1977, vol. 4, nr 6, s. 1257—1267
25. W.T. Silfvast, L.H. Szeto, O.R. Wood II: Appl. Phys. Lett. 1980, vol. 36, s. 615
26. W.T. Silfvast, L.H. Szeto, O.R. Wood II: Appl. Phys. Lett. 1981, vol. 39, s. 212
27. W.T. Silfvast, O.R. Wood II: Optics Lett., 1982, vol. 7, nr 1, s. 34—36
28. W.T. Silfvast, L.H. Szeto, O.R. Wood II: Appl. Phys. Lett. 1980, vol. 36, s. 500
29. W.T. Silfvast, L.H. Szeto, O.R. Wood II: Appl. Phys. Lett. 1979, vol. 34, s. 213
30. M.H. Key, C.L.S. Lewis, M.J. Lamb: Opt. Communications, 1979 vol. 28, s. 331
31. V.A. Bhagavatule, B. Yeakobi: Opt. Communications, 1978, vol. 24, s. 331

W. WOLIŃSKI, J. KĘSIK, T. ADAMOWICZ

IONIC LASERS

Summary

Development trends and recent achievements in the field of ionic lasers with noble gases and metal vapours as well as recombination lasers, are displayed. A survey of the design of quartz, ceramic and graphite discharge tubes for argon ionic lasers is given. The main principles of the construction of the most modern ceramic-metal tubes are discussed in detail. The manufacturing procedures of construction of a tube of the latter type applied at the Institute of Microelectronics and Optoelectronics of the Warszawa Technical University, are outlined. In the field of metal-vapour, lasers, special attention is paid to those using cavity discharges for the generation of the lasing medium by cathode sputtering as well as to lasers in which this kind of discharges allows for the simultaneous generation of the three substantial colours of radiation. Problems concerning the design and the manufacture of the latter lasers, are dealt with. The operation principle and the foreseen properties of recombination lasers able to produce very short wave-lengths, are discussed. These lasers are classified from the aspect of plasma production.

Lasery półprzewodnikowe dużej mocy o pracy ciągłej

BOHDAN MROZIEWICZ

Instytut Technologii Elektronowej, Warszawa

*Referat wygłoszony na II Sympozjum Techniki Laserowej
w Szczecinie, 7—10 wrzesień 1987 r.*

Omówiono zasady konstrukcji i technikę wytwarzania laserów jednomodowych i wielomodowych dużej mocy. Przedstawiono warunki determinujące konstrukcję laserów złączowych AlGaAs/GaAs i jej optymalizację. Wskazano na nieustanny postęp przy osiąganiu generowanej mocy w pojedynczym modzie dzięki nowym technologiom takim jak MO CVD.

1. WPROWADZENIE

Rozwój elektroniki i telekomunikacji pociąga za sobą nieustający wzrost zapotrzebowania na lasery półprzewodnikowe różnego typu w tym na lasery dużej mocy generujące falę ciągłą (CW). W przeważającej większości przypadków wymagane są lasery jednomodowe, w odniesieniu do których, przez dużą moc rozumie się moc promieniowania CW przekraczającą 15 mW. Lasery tego typu stają się niezbędne w zastosowaniach takich jak urządzenia do optycznego zapisu na dyskach pamięci, drukarki laserowe, światłowodowe systemy transmisji i dystrybucji danych, światłowodowe łącza telekomunikacyjne dalekiego zasięgu oraz systemy łączności między satelitami w przestrzeni kosmicznej. Zastosowania te wymagają ustabilizowanej wiązki promieniowania, możliwie mało rozbieżnej i o dużej czystości optycznej. W wielu przypadkach ważne jest również aby charakteryzowała się ona małym astygmatyzmem.

Oznacza to konieczność wymuszenia w laserze akcji laserowej w podstawowym modzie poprzecznym i bocznym, co często pociąga za sobą dominację jednego tylko modu podłużnego. Są to zatem lasery jednomodowe w warunkach zasilania prądem stałym lub modulacji o niewielkiej częstotliwości, nie przekraczającej dziesiątków MHz. Nie należy jednak przez to rozumieć, że mogą być one zaliczone do grupy tzw. laserów jednoczęstotliwościowych, w których jednomodowa praca utrzymuje się również podczas modulacji amplitudy w paśmie sięgającym GHz [1].

W zależności od rodzaju zastosowań lasery jednomodowe CW, o których mowa wyżej, generują promieniowanie o długości fali od 700 nm do 900 nm oraz w pasmach długofalowych 1,3 i 1,55 μm . Materiałem, z którego się je wytwarza są w pierw-

szym przypadku heterostruktury AlGaAs/GaAs, w drugim — heterostruktury InGaAsP/InP. Dla uzupełnienia przedstawionego obrazu należy wspomnieć, że w ostatnich latach nowego znaczenia nabrały również lasery CW dużej mocy wielomodowe. Służą one bowiem jako wysokowydajne pompy do wzbudzania laserów Nd:YAG pozwalając na uzyskanie z tych laserów mocy CW rzędu 1,8 W przy całkowitej sprawności energetycznej 2,7% [2].

Osiągnięcie dużej mocy CW w pojedynczym modzie z lasera złączeniowego wymaga spełnienia kilku warunków determinujących jego konstrukcję i technikę wytwarzania. Zagadnienia te będą przedmiotem niniejszego przeglądu.

2. WYMAGANIA STAWIANE KONSTRUKCJOM LASERÓW DUŻEJ MOCY CW

Moc wyjściowa laserów AlGaAs/GaAs ograniczona jest ogólnie biorąc przez dwa czynniki:

- maksymalną dopuszczalną gęstość mocy optycznej (emitancji) na powierzchni zwierciadła, po przekroczeniu której zwierciadło ulega zniszczeniu,
- maksymalną dopuszczalną temperaturę lasera, powyżej której przestaje się on wzbudzać, a nawet może ulec nieodwracalnemu uszkodzeniu.

W przypadku laserów długofalowych InGaAsP/InP ograniczenie mocy optycznej jest mniej krytyczne ze względu na mniejszą energię generowanych fotonów i odmienne właściwości chemiczne półprzewodnika. Znacznie ważniejsze są natomiast ograniczenia cieplne z uwagi na mniejszą szerokość pasma zabronionego w tym materiale. Dopuszczalna gęstość mocy optycznej na powierzchni zwierciadła lasera AlGaAs/GaAs nie pokrytego warstwą zabezpieczającą oceniana jest na 6 do 9 mW na mikrometr kwadratowy emitującego obszaru [3]. Po jej przekroczeniu na zwierciadle zachodzą reakcje fotochemiczne prowadzące do powstania amorficznego tlenku w wyniku czego zwierciadło częściowo ciemnieje, rośnie absorpcja promieniowania i laser ulega powolnej degradacji. Niezależnie od tego procesu, na powierzchni zwierciadła zawsze występuje absorpcja promieniowania spowodowana przez niepromienistą rekombinację powierzchniową nośników. Zjawisko to nasila się w miarę zwiększania gęstości mocy optycznej i gdy osiągnie ona poziom 20—25 mW/ μm^2 silna absorpcja promieniowania wywołuje lawinowy proces termiczny, w wyniku którego temperatura zwierciadła może dojść do 1500 K. Ulega ono wówczas lokalnemu stopieniu, co prowadzi do raptownej degradacji lasera i jego całkowitego zniszczenia. Zagadnienia termiczne laserów złączowych były przedmiotem wielu publikacji [4, 5, 6] i nie będą tutaj omawiane. Warto jedynie zwrócić uwagę na dodatnie sprzężenie zwrotne między mocą elektryczną doprowadzoną do lasera i mocą potrzebną do uzyskania wymaganej mocy optycznej. Wynika ono z faktu, że wewnętrzna sprawność kwantowa maleje ze wzrostem temperatury obszaru czynnego lasera, a dodatkowo prąd progowy rośnie wg zależności $I_{\text{th}} = I_0 \exp \Delta T/T_0$ gdzie T_0 jest parametrem charakterystycznym dla konstrukcji lasera i materiału, z którego został on wytworzony. W przypadku laserów AlGaAs/GaAs parametr T_0 osiąga wartości od 100 K do 375 K. Dla laserów InGaAsP/InP jego wartość wynosi od 50 K do 90 K. W

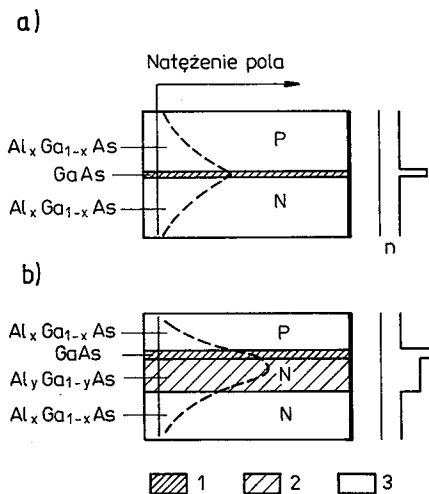
konsekwencji działania owego sprzężenia zwrotnego i ograniczeń konstrukcyjnych na moc cieplną odprowadzaną z lasera, może dojść do uniemożliwienia wzbudzenia lasera lub wygaśnięcia akcji laserowej, a następnie do jego zniszczenia.

Z przedstawionych wyżej rozważań wynikają 3 podstawowe kierunki działań podejmowanych przez konstruktorów laserów CW w dążeniu do osiągnięcia dużej mocy wyjściowej:

- zmniejszanie gęstości mocy optycznej wydzielanej przy powierzchni zwierciadeł lasera oraz obniżanie strat promieniowania w tym obszarze;
- zwiększanie zewnętrznej sprawności kwantowej w celu zwiększenia mocy wyjściowej przy zachowaniu dopuszczalnej gęstości mocy optycznej w obszarze czynnym;
- zmniejszanie strat mocy elektrycznej doprowadzanej do lasera.

3. OPTIMALIZACJA KONSTRUKCJI LASERÓW DUŻEJ MOCY

Gęstość mocy emitowanej z powierzchni zwierciadła może być obniżona poprzez zwiększenie rozmiarów obszaru czynnego w kierunku prostopadłym do płaszczyzny heterostruktury. Uzyskuje się to za pomocą rozwiązań konstrukcyjnych przedstawionych na rys. 1.

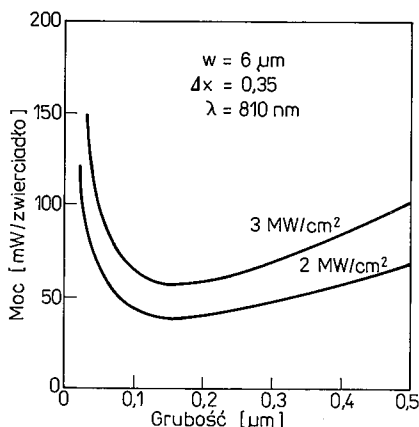


Rys. 1. Zasada konstrukcji laserów dużej mocy CW opierających się na zastosowaniu cienkiego obszaru czynnego (TAL) (rys. a) oraz dużej wulką optycznej (LOC) (rys. b). Obok przekrojów pokazano rozkład składowej rzeczywistej współczynnika załamania decydującego o powstaniu falowodu.

1 — warstwa czynna, 2 — warstwa falowodowa, 3 — warstwa ograniczająca

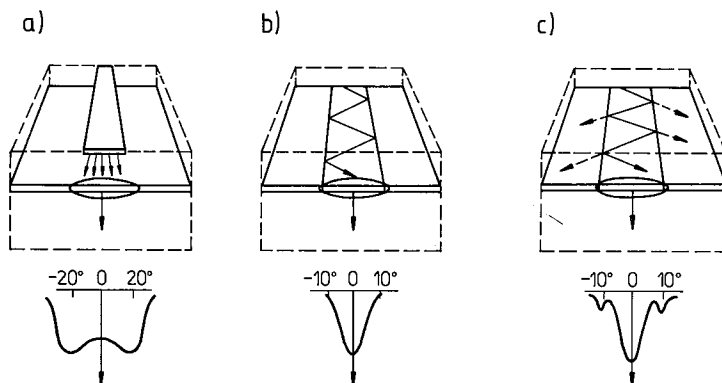
W konstrukcji zawierającej heterostrukturę z cienkim obszarem czynnym (tzw. TAL — *Thin Active Layer*), przeważająca część energii optycznej wnika w warstwy ograniczające, gdyż współczynnik wypełnienia wulką optycznej Γ jest w przybliżeniu proporcjonalny do kwadratu grubości warstwy czynnej [7]. Związek między grubością tej warstwy a maksymalną osiągalną mocą wyjściową, obliczony dla przyjętej

gęstości mocy na zwierciadłe 2 i 3 MW/cm², pokazano na rys. 2. Należy w tym miejscu przypomnieć, że grubość warstwy czynnej w standardowych laserach małej i średniej mocy CW (2 do 15 mW) jest dobierana pod kątem osiągnięcia niskiego prądu i w praktyce wynosi ok. 0,15 μm. Ograniczenie grubości warstwy czynnej do 0,05—0,06 μm w konstrukcjach laserów dużej mocy podwaja poprzeczny wymiar obszaru emitującego i może on osiągnąć 1 μm.



Rys. 2. Krzywe granic degradacji raptownej w warunkach pracy CW jako funkcje grubości warstwy czynnej, obliczone przy założeniu, że maksymalna gęstość mocy przy zwierciadle może być 2 MW/cm² i 3 MW/cm² [15].

Rozwiązaniem alternatywnym jest zastosowanie tzw. dużej wnęki optycznej — LOC (Large Optical Cavity) składającej się z warstwy czynnej i dwóch przylegających do niej warstw falowodowych [8]. W praktyce stosuje się obecnie zwykle jedną



Rys. 3. Trzy podstawowe sposoby ograniczenia rozchodzenia się promieniowania w płaszczyźnie złącza p-n lasera w kierunku bocznym, oraz odpowiadające im kształty charakterystyki kierunkowej: a) falowód samoistny (wzmocnieniowy) b) falowód wbudowany z dodatnim rozkładem składowej rzeczywistej współczynnika załamania ($\Delta n > 0$) c) falowód wbudowany z ujemnym rozkładem składowej rzeczywistej współczynnika załamania ($\Delta n < 0$).

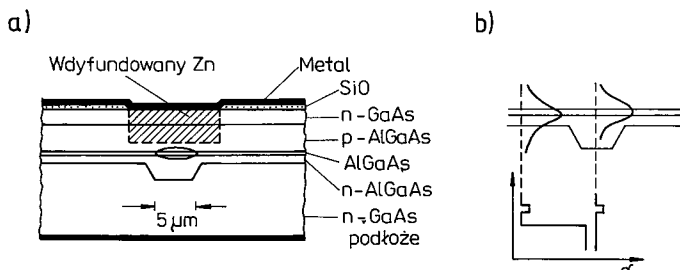
warstwę falowodową leżącą tuż poniżej warstwy czynnej. Przeważająca część promieniowania generowanego w warstwie czynnej propagowana jest wówczas w warstwie falowodowej dzięki czemu wymiar modu poprzecznego może zbliżyć się do $1,5 \mu\text{m}$. Jest to więc o 50% więcej niż w przypadku struktury TAL.

Ograniczenie modów w kierunku równoległym do płaszczyzny heterostruktury osiąga się w laserach złączowych za pomocą falowodów przedstawionych schematycznie na rys. 3. Falowód samoistny, zwany też samoistnym wzmocnieniowym (rys. 3a) nie jest stosowany w konstrukcjach laserów dużej mocy CW jednomodowych, gdyż nie zapewnia on wymaganej selekcji modów bocznych i charakterystyka P-I laserów z takim falowodem wykazuje załamania, tzw. „kinki”.

Zastosowanie falowodu wbudowanego ($\Delta n > 0$), rys. 3b, często spotykane w konstrukcjach laserów małej i średniej mocy CW wymaga w przypadku laserów jednomodowych, aby był on dostatecznie wąski. W praktyce oznacza to, że obszar emitujący ma na powierzchni zwierciadła w płaszczyźnie złącza p-n wymiar ok. $3 \mu\text{m}$. Zwiększenie szerokości falowodu pociąga za sobą stworzenie warunków do generacji modów bocznych wyższych rzędów. W celu ich stłumienia można utworzyć po obydwu stronach falowodu obszary o dużej stratności spowodowanej przez absorpcję promieniowania. Jak można wykazać, mod podstawowy będzie wówczas w sytuacji uprzywilejowanej w stosunku do modów bocznych wyższych rzędów i dozna mniejszych strat niż te ostatnie [9]. Zastosowanie takiego rozwiązania pozwala na uzyskanie generacji bocznego modu podstawowego o szerokości do $6 \mu\text{m}$.

Innym rozwiązaniem jest ograniczenie modów bocznych poprzez zastosowanie wbudowanego antyfalowodu ($\Delta n < 0$), rys. 3c. W tym przypadku mody boczne wyższych rzędów „wyciekają” poza falowód, zaś mod podstawowy pozostaje uprzywilejowany dzięki doznawanemu wzmocnieniu w obszarze czynnym.

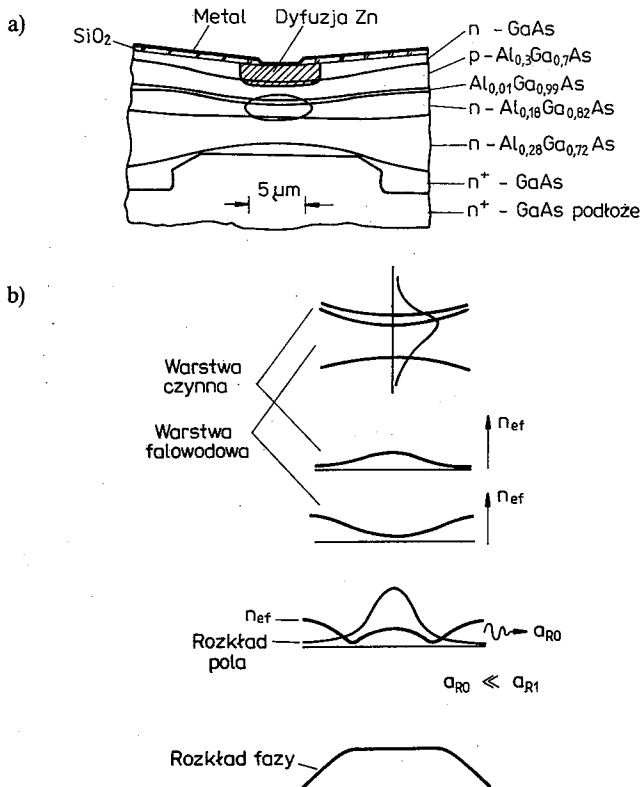
Przykładem zastosowania 1-szej z powyższych metod jest konstrukcja laserów CSP (Channeled-Substrate Planar) [10] przedstawiona na rys. 4. Jest to konstrukcja klasyfikowana jako laser z falowodem wbudowanym wzmocnieniowym [7]. Wzmocnieniowy efekt falowodowy w laserze o takiej konstrukcji jest wywołany przez wnikanie promieniowania do podłoża poza wytrawionym kanałem, gdzie dolna warstwa ograniczająca jest stosunkowo cienka. Prowadzi to do dodatkowych strat optycznych w tym obszarze (rys. 4), czego wynikiem jest zmiana modułu efektywnego zespolonego współczynnika załamania η_{ef} równa ok. 0,008.



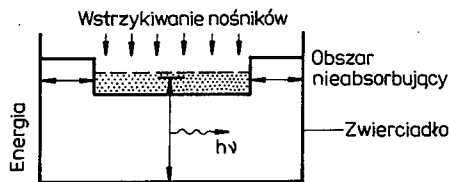
Rys. 4. Zasada konstrukcji laserów CSP [10] a) przekrój poprzeczny w płaszczyźnie zwierciadeł lasera. b) rozkład współczynnika absorpcji oraz natężenia pola optycznego prowadzący do powstania efektu falowodowego.

Jest to o około rząd wielkości więcej od zmian η_{ef} powstałych w wyniku zmiany rozkładu gęstości prądu [7]. Lasery CSP umożliwiły uzyskanie mocy CW rzędu 20 mW podczas pracy jednomodowej i stały się zaczątkiem konstrukcji pochodnych [11, 12].

Wbudowany antyfalowód z rys. 3c zastosowano w konstrukcji CDH LOC (Constricted Double Heterostructure LOC) (rys. 5) [13]. W laserze tym występuje superpozycja falowodu utworzonego w warstwie czynnej oraz antyfalowodu w



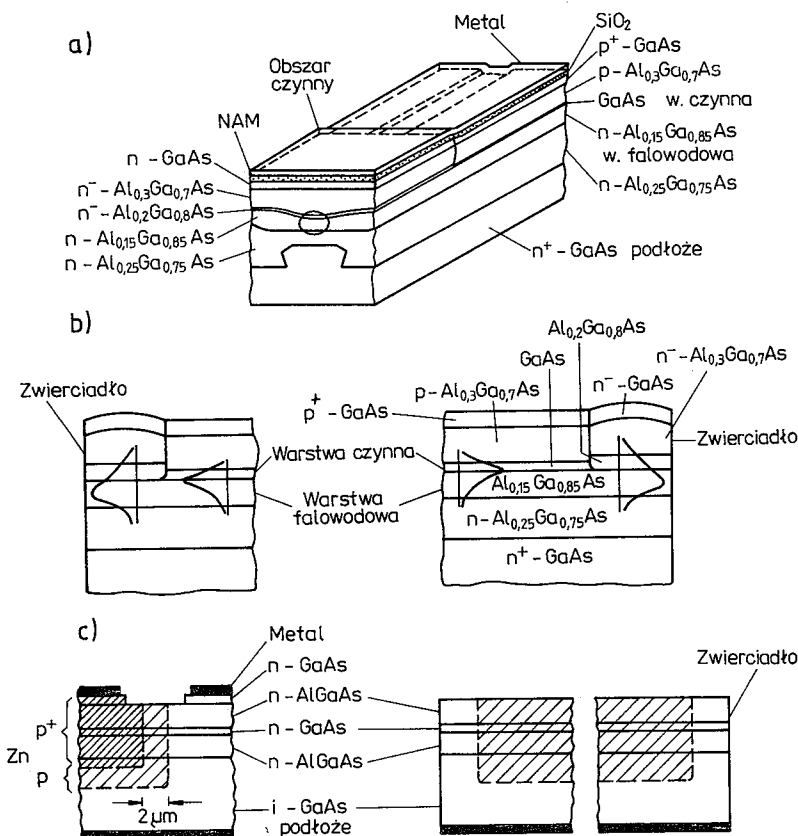
Rys. 5. Zasada konstrukcji laserów CDH LOC [9] a) przekrój poprzeczny b) rozkład efektywnego współczynnika załamania prowadzący do powstania falowodu



Rys. 6. Zasada konstrukcji laserów z nieabsorbującymi zwierciadłami (NAM)

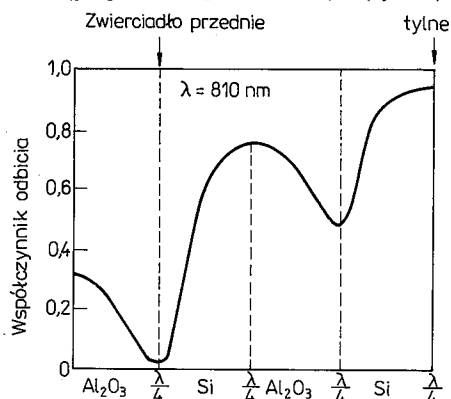
warstwie falowodowej, co przedstawiono na rys. 5b ilustrującym rozkład efektywnego współczynnika załamania w obydwu tych warstwach [9]. Lasery CDH LOC charakteryzują się podczas pracy jednomodowej mocą CW rzędu 40 mW [9], a w wersji z dodatkowym ograniczeniem prądu, tzw. CDH LOC CC pozwoliły nawet na uzyskanie modu podstawowego o mocy 165 mW [14].

Obniżenie strat absorpcyjnych przy zwierciadłach, a tym samym progu lavinowego procesu ich zniszczenia wskutek stopienia, można osiągnąć stosując tzw. zwierciadła nieabsorbujące — NAM (Nonabsorbing Mirrors). Zwierciadła takie powstają w sytuacji gdy warstwa czynna w obszarze sąsiadującym ze zwierciadłem ma przerwę energetyczną szerszą niż w części środkowej rezonatora (rys. 6). Dodatkowo można jeszcze ograniczyć przepływ prądu przez ten obszar co zmniejsza straty na absorpcję na swobodnych nośnikach. Zwierciadła typu NAM można wytworzyć albo w procesie epitaksji krystalizując selektywnie obszary o większej przerwie energetycznej, albo też poprzez selektywną dyfuzję. W tym drugim przypadku dyfuzja dopuszczona jest w całym obszarze lasera z wyjątkiem obszarów przylegających do zwierciadeł. Zwierciadła typu NAM mogą 5-krotnie zwiększyć dopuszczalną gęstość mocy na zwierciadle. Przykłady rozwiązań konstrukcyjnych opartych na selektywnej epitaksji i selektywnej dyfuzji pokazano na rys. 7.



Rys. 7. Przykłady rozwiązań konstrukcyjnych opartych na selektywnej epitaksji i selektywnej dyfuzji

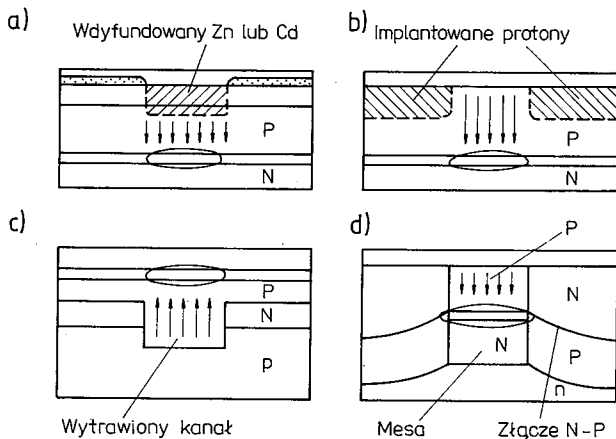
Gęstość mocy na powierzchni zwierciadła od strony obszaru czynnego może być relatywnie zmniejszona w stosunku do wymaganej mocy wyjściowej lasera przez pokrycie zwierciadeł powłoką antyodbiciową. Powłokę taką można wytworzyć nakładając na zwierciadło lasera warstwę Al_2O_3 lub SiO_2 o grubości $\lambda/4$. Ponieważ zmniejszenie współczynnika odbicia zwierciadła powoduje zwiększenie prądu progowego, można w celu skompensowania tego efektu pokryć drugie zwierciadło warstwą silnie odbijającą. Bardzo dobre wyniki uzyskano stosując w tym celu pokrycie przemiennymi warstwami Al_2O_3 i Si o grubości $\lambda/4$ (rys. 8).



Rys. 8. Przykład kompensacji współczynnika odbicia zwierciadła warstwą odbijającą

Warunek ograniczenia strat mocy elektrycznej sprowadza się w przypadku prawidłowo wykonanych laserów, a więc mających kontakty elektryczne o małej rezystywności, do ograniczenia rozprywu prądu tak, aby płynął on tylko przez obszar czynny. Stosowane są w tym celu 4 główne rozwiązania konstrukcyjne przedstawione na rys. 9.

W ostatnich latach szczególnie dobre wyniki uzyskano wykonując heterostruktury na podłożach typu p, co prowadzi do powstania w laserze struktur tranzystorowych



Rys. 9. Cztery podstawowe rozwiązania konstrukcyjne prowadzące do ograniczenia rozprywu prądu w laserze oparte na: a) selektywnej dyfuzji domieszki, b) bombardowaniu protonami, c) wbudowaniu warstwy blokującej, tworzącej złącze p-n, d) ograniczeniu obszaru aktywnego strukturą złączy n-p-n

p-n-p lub tyrystorowych p-n-p-n. Struktury te blokują przepływ prądu poza obszarem czynnym jak będzie to widoczne na przykładzie omawianego dalej lasera InGaAsP/InP typu PBC. Ponadto układ warstw w heterostrukturze wytworzonej na podłożu typu p sprzyja utworzeniu falowodu silniej ograniczającego mody boczne, dzięki czemu lasery te oscylują w modzie podstawowym do znacznie wyższego poziomu mocy wyjściowej niż ich odpowiedniki wykonane na podłożu typu n.

4. PRZYKŁADY NOWOCZESNYCH LASERÓW HETEROZŁĄCZOWYCH DUŻEJ MOCY CW

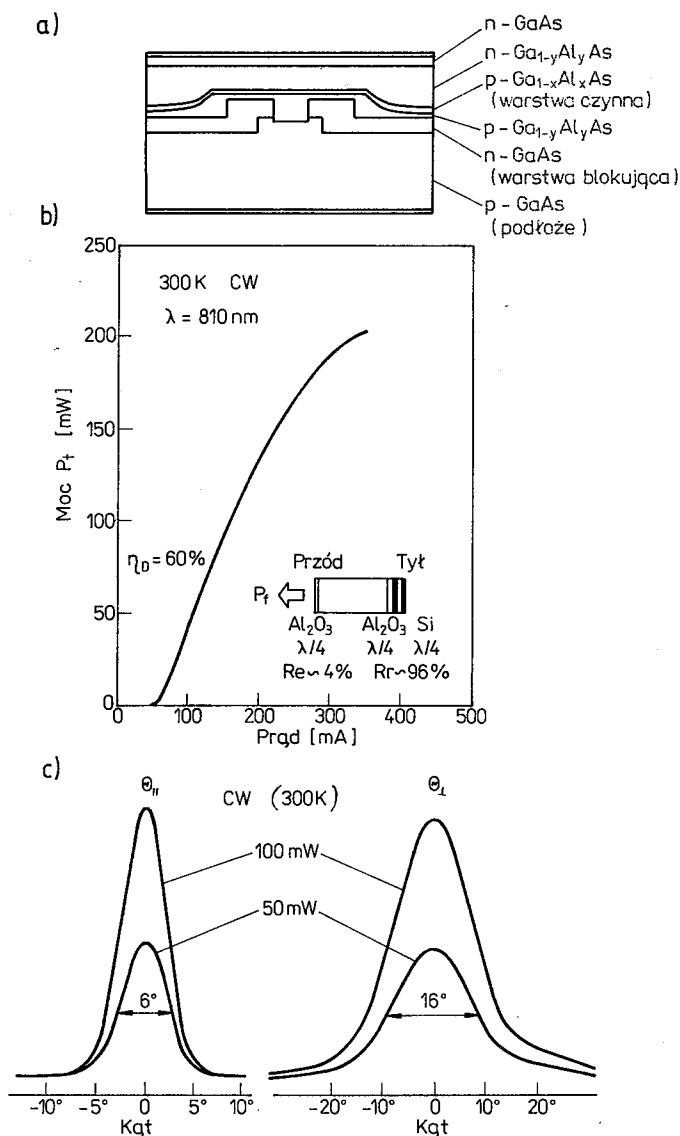
LASERY AlGaAs/GaAs

Przykład nowoczesnej konstrukcji lasera AlGaAs/GaAs dużej mocy CW pokazano na rys. 10. Laser ten nazwano w skrócie BTRS (*Buried Twin-Ridge Substrate*) [15] chociaż w zasadzie podłoże, na którym rośnie 1-sza warstwa epitaksjalna ma kształt mesy. Warstwa ta spełnia funkcję warstwy blokującej przepływ prądu w układzie tranzystora p-n-p. Dopiero po jej selektywnym wytrawieniu powstaje konstrukcja „podwójnego grzbietu”, która służy jako podłoże dla drugiego procesu LPE. Należy zwrócić uwagę, że zgodnie z tym co powiedziano wyżej, w konstrukcji zastosowane zostało podłoże typu p.

Struktura lasera BTRS stanowi w swej istocie modyfikację konstrukcji CSP (por. rys. 4) pomyślaną pod kątem poprawy ograniczenia rozprzyszczenia prądu. Zastosowano w tym celu układ zagrzebanego obszaru czynnego z warstwami blokującymi wytworzonymi na podłożu typu p. Opisany laser charakteryzował się ponadto bardzo cienkim obszarem czynnym ($0,03 \mu\text{m}$), a więc zastosowano w nim rozwiązanie typu TAL. W celu dodatkowego zwiększenia mocy wyjściowej zwierciadła lasera pokryto odpowiednio warstwą obniżającą i zwiększającą współczynnik odbicia (por. rys. 8). Ograniczenie modów bocznych osiągnięto na tej samej zasadzie co w przypadku konstrukcji CSP z tym, że dzięki dodatkowym zabiegom technologicznym przekrój kanału w warstwie falowodowej miał przebieg bardzo zbliżony do prostokątnego co zwiększyło gradient rozkładu efektywnego współczynnika załamania w kierunku bocznym i wynikające stąd ograniczenie modów bocznych. Ponadto kształt warstwy falowodowej po obydwu stronach kanału sprzyjał zwiększeniu zewnętrznej sprawności kwantowej.

W rezultacie wprowadzenia opisanych wyżej ulepszeń lasery BTRS umożliwiają osiągnięcie mocy wyjściowej CW rzędu 200 mW (rys. 10b). Na rys. 10c przedstawiono charakterystyki kierunkowe, które świadczą o tym, że laser pracował w podstawowym modzie poprzecznym i bocznym w zakresie mocy wyjściowej sięgającej 100 mW. Pomiar charakterystyki spektralnej wykazał, że lasery te pracowały również w pojedynczym modzie podłużnym.

Lasery BTRS wytworzono również w wersji NAM [16]. Za pomocą selektywnej epitaksji w procesie LPE wbudowano w nich dodatkowe obszary blokujące przepływ prądu przy zwierciadłach co zmniejszyło straty ciepłone i na absorpcję, zgodnie z zasadami konstrukcji NAM przedstawionymi wyżej.

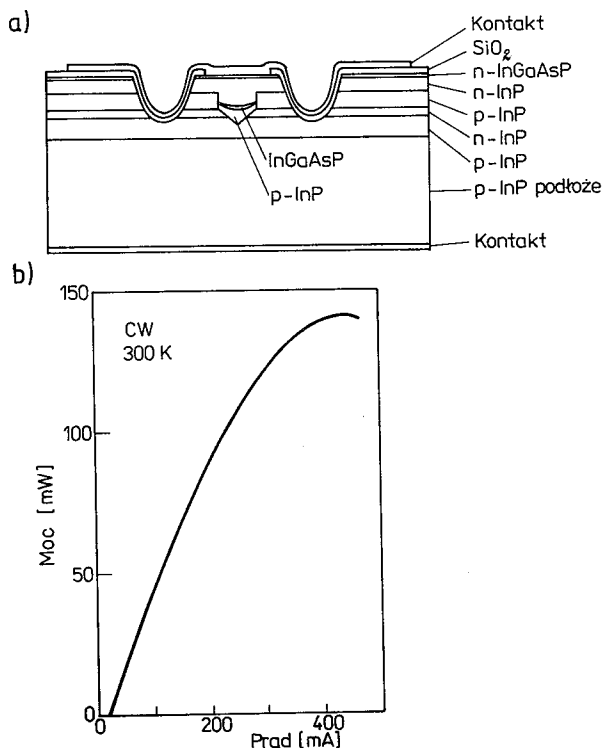


Rys. 10. Laser typu BTRS oraz jego charakterystyki [15] a) przekrój poprzeczny, b) charakterystyka mocy wyjściowej P-I, c) charakterystyki kierunkowe promieniowania w płaszczyźnie prostopadłej i równoległej do złącza

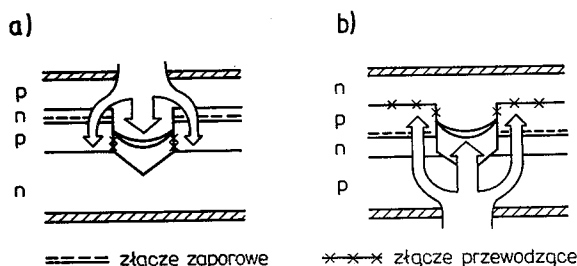
LASERY InGaAsP/InP

Spośród nowych konstrukcji laserów InGaAsP/InP na omówienie zasługuje konstrukcja PBC (*P-Substrate Buried Crescent*) [17], gdyż reprezentuje ona zarysowujący się obecnie trend zastosowania w procesie LPE podłoża InP typu p. Porównanie właściwości typowych laserów BC (*Buried Crescent*) [18] z PBC wykazuje jednocześnie zalety tego podejścia. Zasadę konstrukcji laserów PBC pokazano na rys. 11.

Jest ona oparta na strukturze typu „buried” otrzymanej metodą podwójnego procesu LPE przedzielonego operacją selektywnego trawienia rowka w kierunku (011). Jej cechą charakterystyczną jest podobnie jak w przypadku laserów BC dobre ograniczenie modów poprzecznych i bocznych, ale w porównaniu z tymi ostatnimi znacznie skuteczniejsze ograniczenie rozptyłu prądu. Osiąga się je za pomocą układu warstw blokujących p-n-p-n, które stanowią wstecznie spolaryzowany tyrystor. Różnice między strukturami wykonanymi na podłożu typu n i typu p w ograniczaniu prądu upływu ilustruje rys. 12. Polega ona na tym, że napięcie przebicia złączy p-n utworzonych przez epitaksję warstw p-InP na warstwach n-InP jest znacznie wyższe niż w przypadku odwrotnym [17]. Ponadto, wchodzące w skład tyrystora, dodatkowo spolaryzowane złącze p-n (rys. 12) ma dzięki innej sekwencji wzrostu warstw w procesie



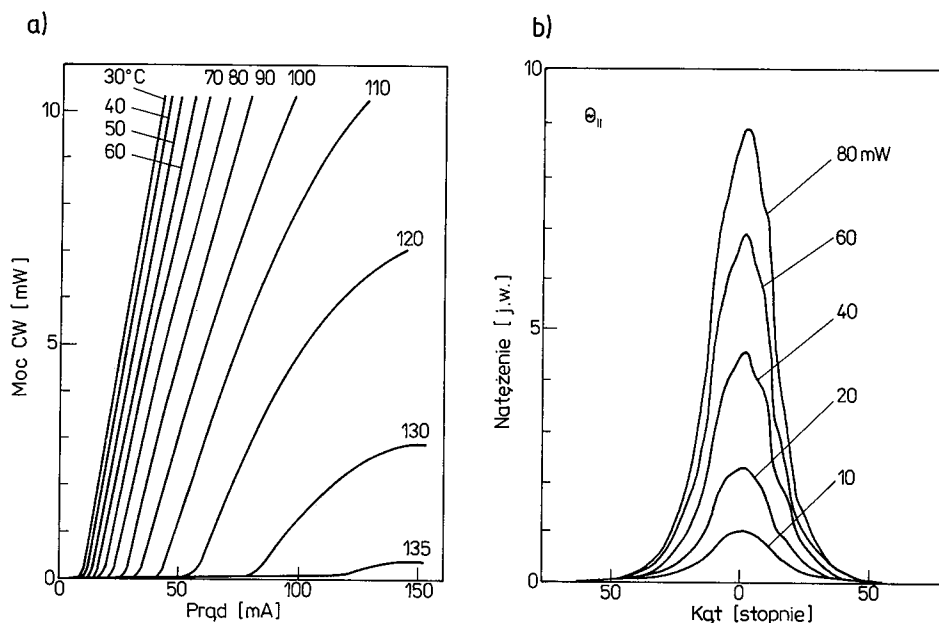
Rys. 11. Laser typu PBC oraz jego charakterystyka P-I [17] a) przekrój poprzeczny, b) charakterystyka mocy wyjściowej P-I



Rys. 12. Rozpływ prądu w strukturach Buried Crescent na podłożu typu n (rys. a) i typu p (rys. b) [17]

wytwarzania laserów PBC wyższy potencjał dyfuzyjny, przez co w układzie tyrystora płynie mniejszy prąd.

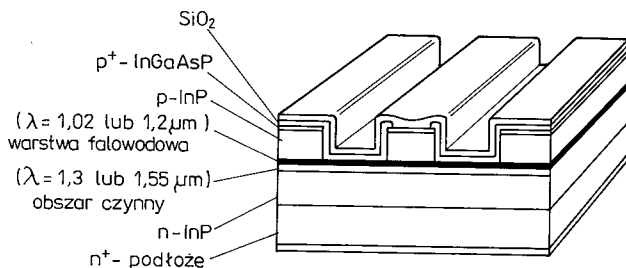
W wyniku zmniejszenia prądu upływu uzyskano dobrą pracę laserów PBC w wysokiej temperaturze i przy dużym poziomie prądu. Dla przykładu, w laserach tego typu uzyskano moc CW dochodzącą w temperaturze pokojowej do 140 mW (rys. 11b). Prąd progowy tych laserów wynosił 10 mA w temperaturze 30°C i 19 mA w 70°C dzięki czemu wzbudzały się one jeszcze w temperaturze 135°C (rys. 13a). Należy podkreślić doskonałą liniowość charakterystyki P-I laserów PBC aż do 90°C. Lasery pracowały w modzie podstawowym, świadczą o tym m.in. charakterystyki kierunkowe pokazane na rys. 13b. Co jest warte podkreślenia, lasery nie wykazywały oznak degradacji podczas starzenia się w temperaturze 70°C w czasie 4400 godzin i oczekuje się, że w warunkach zasilania prądem stałym generującym moc 5 mW w temperaturze 50°C ich czas życia będzie większy od 10^5 godzin.



Rys. 13. Charakterystyki laserów PBC: a) rodzina charakterystyk P-I dla różnych temperatur otoczenia, b) charakterystyki kierunkowe [17]

Ponieważ uzyskane charakterystyki są znacznie lepsze od tych, które osiągnęto dla laserów BC uważa się, że stało się to możliwe dzięki zmniejszeniu prądu upływu wskutek zastosowania podłoża typu p. Ponieważ pogląd ten powtarza się również w innych doniesieniach na temat laserów wytwarzanych na podłożach InP typu p [19, 20], można uważać, że jest to trwały kierunek rozwoju konstrukcji laserów InGaAsP/InP typu BH (Buried Heterostructure).

Wadą opisanych laserów PBC jest znaczna komplikacja procesu ich wytwarzania wymagająca doskonałego opanowania techniki LPE. Stąd dużą wagę przywiązuje się obecnie do innych prostszych rozwiązań konstrukcyjnych, w rodzaju Ridge Waveguide [20] pokazanej na rys. 19.



Rys. 14. Zasada konstrukcji laserów RW (Ridge-Waveguide) [21]

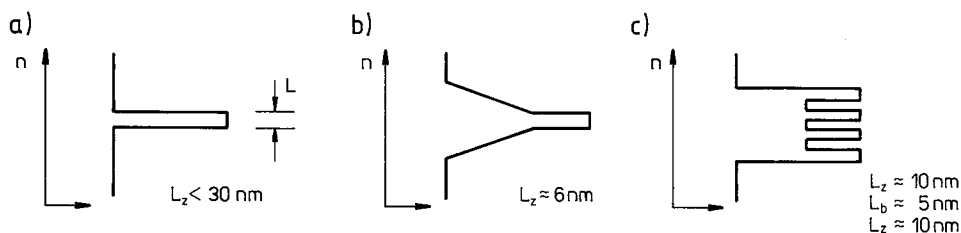
Konstrukcja ta powstaje w wyniku pojedynczego procesu LPE, mody boczne są ograniczone dzięki oddziaływaniu falowodu grzbietowego (Ridge-waveguide). Moc CW osiągnięta w laserach tego typu wyniosła 100 mW [30], co należy uznać za znaczące osiągnięcie w zestawieniu z relatywnie prostą konstrukcją tych laserów.

Na podstawie przedstawionych wyżej wyników, jak również innych doniesień w literaturze, można przyjąć, że nowoczesne lasery InGaAsP/InP są w stanie emitować moc rzędu 100 mW CW w pojedynczym modzie, przy zachowaniu wymaganej trwałości i niezawodności. Dalsze ulepszenia powinny nastąpić w wyniku zastosowania technik VPE lub MO CVD, dzięki którym można będzie uzyskać studnie kwantowe (QW). Zastosowanie struktur QW powinno bowiem doprowadzić do obniżenia wrażliwości laserów InGaAsP/InP na wzrost temperatury, a więc do laserów charakteryzujących się wyższą wartością temperatury charakterystycznej T_0 .

5. LASERY PÓŁPRZEWODNIKOWE ZE STUDNIAMI KWANTOWYMI

Omówione wyżej konstrukcje laserów CW dużej mocy realizowane są najczęściej za pomocą epitaksji z fazy ciekłej (LPE). Zupełnie nowe możliwości otwiera zastosowanie technik epitaksjalnych MO CVD (Metallorganic Chemical Vapor Deposition) lub MBE (Molecular Beam Epitaxy) pozwalających na krystalizowanie ekstremalnie cienkich warstw półprzewodnikowych różnych rodzajów prowadzących do utworzenia struktury supersieci [22] o właściwościach studni kwantowych [23].

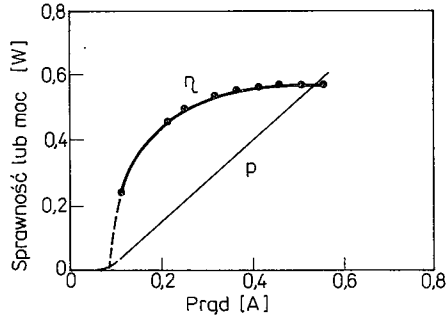
Lasery, w których obszar czynny zawiera pojedynczą studnię kwantową (SQW — Single Quantum Well), rys. 15a i b, lub ma strukturę wielokrotnych studni kwantowych (MQW — Multiple Quantum Well), rys. 15c, charakteryzują się szczególnie niską



Rys. 15. Rozkład rzeczywistej współczynnika załamania w strukturach laserowych ze studniami kwantowymi a) struktura SQ, b) struktura typu GRIN-SCH, c) struktura MQW

gęstością prądu progowego, 2 do 3 razy niższą od konwencjonalnych laserów DH [24] oraz wysoką częstotliwością modulacji i dużym współczynnikiem T_0 [25].

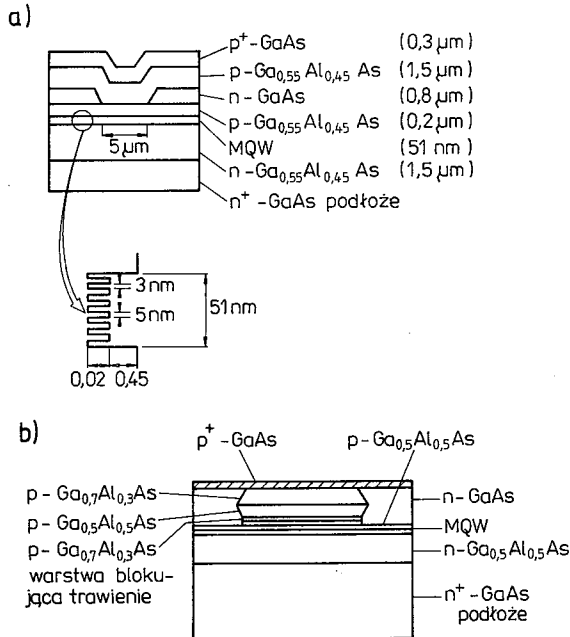
Dla przykładu na rys. 16 pokazano charakterystykę wyjściową P-I oraz sprawność w funkcji prądu lasera SQW GRIN-SCH. Laser ten umożliwiał uzyskanie mocy wyjściowej przekraczającej 0,5 W przy zachowaniu sprawności energetycznej 57%.



Rys. 16. Charakterystyki mocy wyjściowej i sprawności energetycznej w funkcji prądu zasilania, zmierzone dla lasera SQW GRIN-SCH [2]

Sprawność kwantowa przyrostowa osiągnięta w tym laserze wynosiła aż 84% [2].

Przykłady konstrukcji laserów MQW przedstawiono na rys. 17. W konstrukcji SAS (Self Aligned Stripe), stosuje się selektywne trawienie heterostruktury GaAs/AlGaAs i powtórny proces epitaksji warstw p-AlGaAs i p⁺GaAs wypeł-

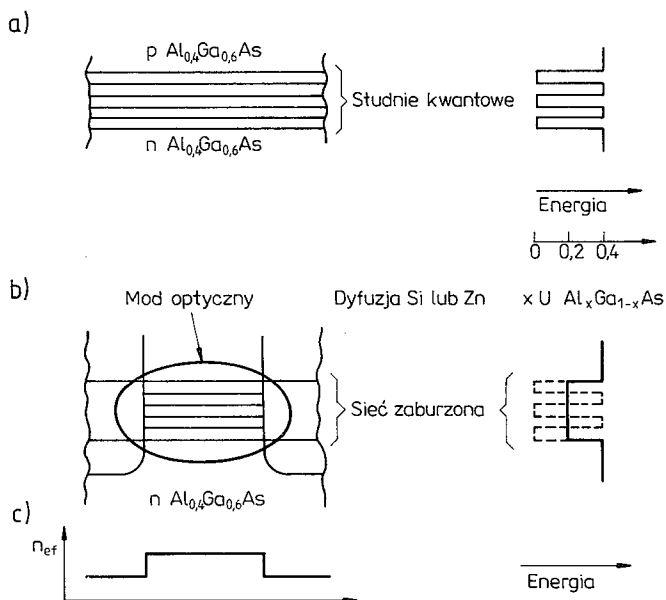


Rys. 17. Przykłady konstrukcji laserów MQW a) przekrój poprzeczny lasera typu SAS [39], b) przekrój poprzeczny lasera typu ICSP [28]

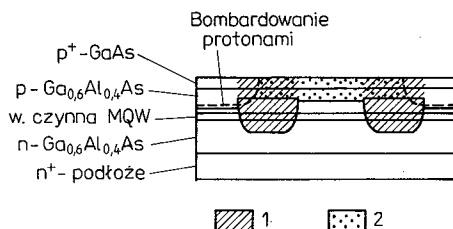
niających rowek po wytrawieniu. Ograniczenie modów bocznych uzyskuje się dzięki absorpcji, podobnie jak w przypadku omówionej wyżej konstrukcji CSP. Lasery tego typu pracowały jednomodowo do poziomu mocy 40 mW CW. Ostatnie doniesienia firmy Sony, gdzie powstała ta konstrukcja, reklamują lasery o mocy 1 W [27]. Druga z przedstawionych konstrukcji — tzw. ICSP (Inverted Channel Substrate — Planar) działa na zasadzie podobnej do SAS, lecz powstaje w wyniku powtórnej epitaksji wokół utworzonej przez trawienie struktury mesa. Lasery ICSP generowały w warunkach quasi CW (współczynnik wypełnienia 50%) moc 175 mW w modzie podstawowym [28].

Nowe możliwości wykorzystania struktur MQW stworzyło odkrycie zjawiska zaburzenia sieci w tych strukturach w wyniku dyfuzji lub implantacji Zn bądź Si (tzw. IID — Impurity Induced Disordering) [29]. Zjawisko to polega na wymuszonym przez obecność domieszki wymieszaniu składu warstw w strukturze MQW AlGaAs/GaAs, które prowadzi do powstania obszaru AlGaAs o nowym średnim składzie, a więc o nowym współczynniku załamania. Stosując selektywne maskowanie można zatem wytworzyć falowód wbudowany jak przedstawiono na rys. 18, a dzięki selektywnemu wprowadzeniu domieszki typu n do warstwy typu p uzyskuje się jednocześnie ograniczenie rozprywu prądu.

Przykład konstrukcji lasera MQW ze strukturą Si: IID przedstawiono na rys. 19. W laserze tym obszar czynny zawiera 4 studnie kwantowe i jest otoczony warstwami ograniczającymi AlGaAs o wysokiej zawartości Al sięgającej 40%. Szerokość paska definiującego obszar czynny wynosi 3—5 μm . Laser oscylował w podstawowym



Rys. 18. Tworzenie falowodu wbudowanego w wyniku zaburzenia w strukturze MQW wywołanego przez dyfuzję (implantację) Zn lub Si (Si: IID) [30] a) struktura MQW przed zaburzeniem, b) struktura MQW po zaburzeniu, c) rozkład efektywnego współczynnika załamania



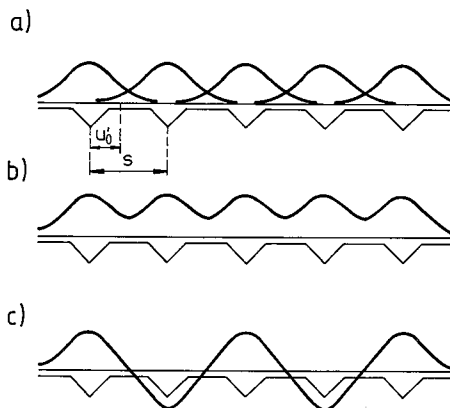
Rys. 19. Przykład konstrukcji lasera MQW ze strukturą Si: IID [38] 1 — obszar n — wdyfundowany Si, 2 — obszar p — wdyfundowany Zn

modzie poprzecznym i pojedynczym modzie podłużnym. Osiągnięto w nim wysoką sprawność energetyczną rzędu 40% przy poziomie mocy wyjściowej CW 25 mW.

Czas życia opisywanych laserów oszacowano na 10^5 godzin. Parametry te wskazują na wielkie możliwości kryjące się w konstrukcjach MQW Si: IID. Ponieważ technika ich wytwarzania opiera się w dużym stopniu na relatywnie prostym procesie dyfuzji, który jest w dodatku dobrze kontrolowany i powtarzalny, można sądzić, że lasery MQW Si: IID wejdą do praktyki produkcyjnej.

6. UKŁADY LASERÓW SPRZĘŻONYCH OPTYCZNIE PHASE-LOCKED ARRAYS

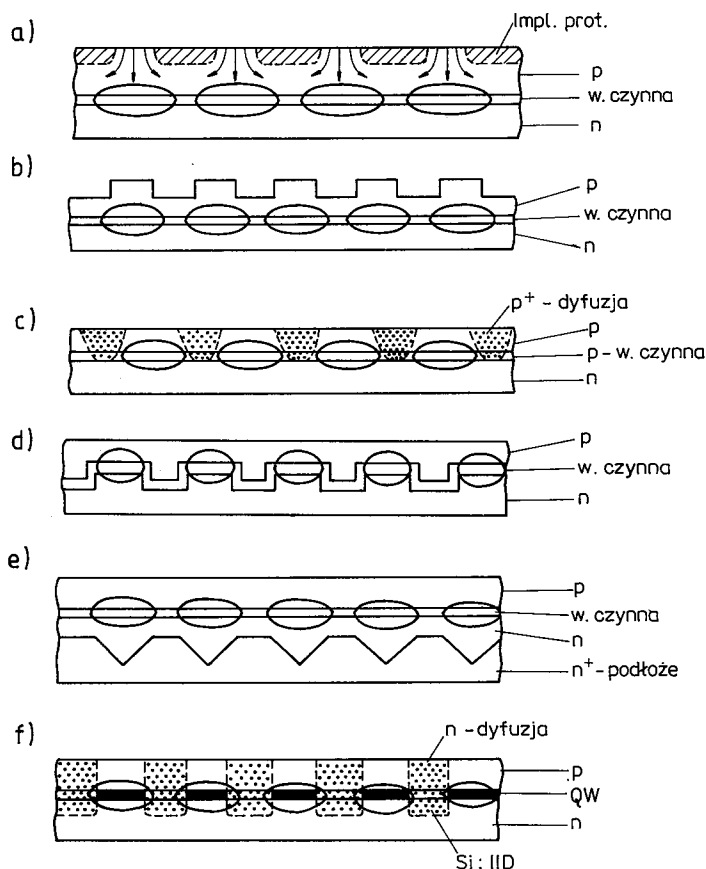
Niezależnie od rodzaju konstrukcji lasera złączonego istnieje pewna granica generowanej przez laser mocy optycznej narzucona przez jego niewielką objętość. Jedynym sposobem pokonania tej granicy jest zwielokrotnienie laserów np. poprzez zbudowanie liniiki stanowiącej monolityczny układ połączonych równolegle laserów. Dla zachowania spójności wiązki i jej parametrów geometrycznych poszczególne lasery układu muszą być ze sobą sprzężone optycznie. Sprzężenie to uzyskuje się dzięki nakładaniu się pól optycznych generowanych w sąsiadujących ze sobą wnękach rezonansowych poszczególnych laserów tak jak pokazano na rys. 20.



Rys. 20. Schematyczne przedstawienie rozkładu amplitudy pola optycznego w układzie laserów z faldowodem wbudowanym, sprzężonych optycznie, dla przypadku gdy przesunięcie fazowe między elementami wynosi 0° i 180°

Na rysunku tym zaznaczono 5-cio elementowy układ laserów typu „V-grooved”. Każdy element układu oscyluje w podstawowym modzie bocznym, przy czym dla prostoty założono, że amplituda pola generowanego w każdym z elementów jest jednakowa. Pola poszczególnych elementów sprzęgają się na skutek wzajemnego przekrywania się i w ten sposób uzyskana jest spójność wzbudzenia pomiędzy elementami układu. Silne sprzężenie występuje wówczas, gdy wszystkie elementy układu mają tę samą częstotliwość rezonansową. Możliwe są przy tym 2 podstawowe konfiguracje fazowe: drgania sąsiadujących elementów są w fazie (przesunięcie fazowe 0°) i w przeciwfazie (przesunięcie fazowe 180°). W pierwszym przypadku pola optyczne dodają się w obszarach pomiędzy elementami i natężenie pola na powierzchni zwierciadeł układu jest niezerowe wzdłuż całej linijki. W przypadku drugim występuje destrukcyjna interferencja pola i jego natężenie spada lokalnie do zera (rys. 20).

Zasadę konstrukcji podstawowych rodzajów układów laserów przedstawiono na rys. 21. Opierają się one na znanych rozwiązaniach konstrukcyjnych laserów

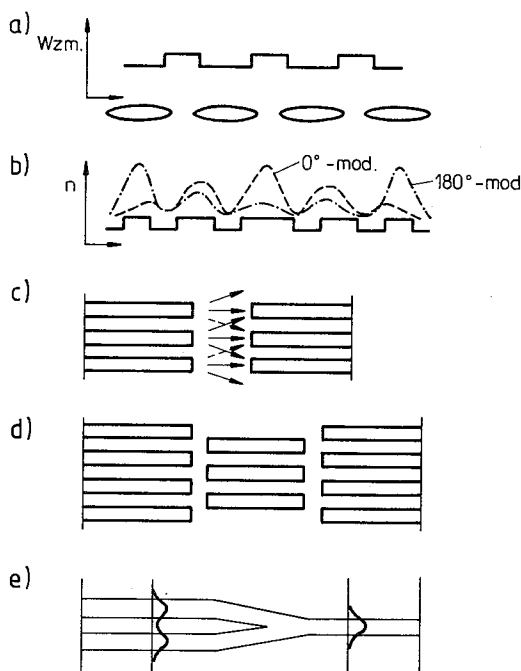


Rys. 21. Możliwe rozwiązania konstrukcyjne układu laserów sprzężonych optycznie i składających się z laserów z wbudowanym falowodem wzmocnieniowym (a) oraz z laserów z wbudowanym falowodem rzeczywistym (b—f) [35]. W strukturze typu (c) selektywna dyfuzja cynku sięgająca obszaru czynnego spowodowała lokalne obniżenie współczynnika załamania prowadząc do utworzenia układu falowodów. W pozostałych zastosowano rozwiązania typowe dla laserów dyskretnych

dyskretnych i zawierają 8 do 10 elementów w układzie. Są zdolne do generowania bardzo dużych mocy CW. Dla przykładu, układ 10 elementowy złożony z laserów z falowodem wzmocnieniowym generował moc 850 mW CW [31]. Wykonano również mozaikę 40-to elementową, która generowała moc CW 2,6 W [32] aczkolwiek w wiązkę o marnej jakości optycznej. Należy w tym miejscu zaznaczyć, że wiązki o dobrej jakości optycznej udało się uzyskać jedynie z układów złożonych z laserów z falowodem wbudowanym. Układy te generowały znacznie niższą moc sięgającą jedynie 100 mW CW.

Jednomodową akcję laserową można uzyskać w układzie laserów jedynie po zastosowaniu dodatkowych zabiegów konstrukcyjnych. Kilka spośród możliwych sposobów zaatakowania tego problemu przedstawiono schematycznie na rys. 22. Jeden z nich (rys. 22a) polega na wytworzeniu obszaru wzmocnienia pomiędzy elementami układu [33]. Jest to jednak sposób mało efektywny, gdyż układ charakteryzuje się wysokim prądem progowym i niską przyrostową sprawnością kwantową.

W układzie zawierającym symetrycznie rozłożone elementy o różnej szerokości (rys. 22b) energia w modzie z zerowym przesunięciem fazowym jest skoncentrowana w elementach centralnych, podczas gdy mody z przesunięciem 180° skupiają się w elementach zewnętrznych. Niedogodnością tego rozwiązania jest skupienie energii na niewielkim obszarze powierzchni zwierciadeł w stosunku do rozmiarów całego układu,



Rys. 22. Zasady rozwiązań konstrukcyjnych prowadzących do uzyskania jednomodowej pracy laserów [30]
a) maksimum wzmocnienia przypada na obszar pomiędzy laserami, b) układ z elementami o różnej szerokości, c) układ ze sprzężeniem dyfrakcyjnym, d) układy z przesuniętymi paskami, e) układ ze złączem typu Y

co zaprzecza idei, dla której został on zbudowany. Przerwanie ciągłości laserów składających się na układ (rys. 22c) powoduje wystąpienie obszarów gdzie mody mogą się mieszać, co prowadzi do silnego dyfrakcyjnego sprzężenia optycznego [34]. Jest to również sposób na stworzenie obszarów dużego wzmocnienia, które uprzywilejowują oscylacje z zerowym przesunięciem fazowym. Układy tego typu zbudowano zarówno w oparciu o lasery z falowodem samoistnym jak i wbudowanym [34, 35]. Najlepsze rezultaty uzyskano jak dotąd w układzie z rys. 22d. Osiągnięta moc wyjściowa podczas pracy impulsowej z małym współczynnikiem wypełnienia wynosiła 575 mW i była skupiona w wiązce o szerokości $1,9^\circ$, emitowanej pod kątem 5° w stosunku do normalnej do powierzchni zwierciadeł układu. Ostatni z przedstawionych na rys. 22 układów ma strukturę rozgałęziacza „Y”. Jego zasada działania jest bardzo prosta i opiera się na tym, że mody generowane w rozdzielonych sekcjach układu są sprzęgane w sekcji wspólnej, przy czym mody będące w fazie ulegają wzmocnieniu, a mody z przesunięciem 180° zanikają wskutek interferencji. Układ tego typu pozwolił na osiągnięcie 65 mW mocy CW.

Na zakończenie warto dodać, że układy zawierające elementy z falowodem wbudowanym, po sprzężeniu fazowym generują zwykle pojedynczy mod podłużny. Uzyskano moce CW dochodzące do 80 mW [36, 37] w takim modzie, jednakże jak dotąd jenomodowa praca układów laserów nie została jeszcze w pełni zbadana i zrozumiana.

Podsumowując ten rozdział wypada stwierdzić, że układy laserów sprzężonych optycznie pozostają wciąż jeszcze w sferze badań laboratoryjnych. Moce osiągnane w warunkach pracy jednomodowej CW są niższe od tych jakie się obecnie uzyskuje z laserów dyskretnych. Istnieją jednak podstawy, aby sądzić, że w miarę postępu prac trudności techniczne zostaną pokonane i układy laserów pozwolą na znaczne zwiększenie mocy wyjściowej laserów półprzewodnikowych dzięki pokonaniu barier wynikających z mikroskopijnej objętości obszaru czynnego tych przyrządów.

7. UKŁADY LASERÓW BEZ SPRZĘŻENIA OPTYCZNEGO

W zastosowaniach takich jak pompowanie laserów Nd:YAG, wiązka laserowa nie musi spełniać przedstawionych wyżej wymagań, w związku z czym można stosować do tego celu zestawy laserów połączonych elektrycznie lecz bez sprzężenia optycznego. Są to linijki laserów wykonanych na wspólnym podłożu o długości dochodzącej do 9 mm i zawierające po 36 emiterów. Doniesienia w literaturze [2] wskazują na to, że w układach takich można uzyskać moce CW dochodzące do 15 W [2].

PODSUMOWANIE

Lasery półprzewodnikowe znajdują się wciąż w stadium burzliwego rozwoju. Jednym z jego kierunków jest dążenie do osiągnięcia dużej mocy CW w pojedynczym modzie. Notuje się nieustanny postęp i nowe rekordy generowanej mocy. Choć lasery produkowane w wielkich seriach charakteryzują się zwykle mocą CW nie przekraczającą 20 mW, pojawiają się już oferty handlowe na temat laserów o mocy CW sięgającej 1 W.

Zastosowanie nowych technologii, takich jak MO CVD, pozwala tworzyć lasery zawierające supersieci, które bez wątpienia zrewolucjonizują konstrukcje laserów półprzewodnikowych i nasze wyobrażenia o ich parametrach.

BIBLIOGRAFIA

1. T.E. Bell: *Single-frequency semiconductor lasers*. IEEE Spectrum, 20, No 12, 38, 1983
2. Editorial: *Quantum-well diodes make efficient high-power lasers*. Laser Focus/Electro-Optics, March, 24, 1987
3. D. Botez: *Laser diodes are power-packed*. IEEE Spectrum, 22, No 6, 43, 1985
4. W. Nakwaski: *Analysis of the heat-sinking in laser diodes*. Zeszyty Nauk. Pol. Łódzkiej, Fizyka z. 8, 1985
5. W. Nakwaski: *Dynamical thermal properties of stripe-geometry laser diodes*. IEE Proc., 131 Pt. I, No 3, 94, 1984
6. W. Nakwaski: *Thermal model of laser diode arrays*. Electronics Letter, 22, No 22, 1169, 1986
7. B. Mroziewicz, M. Bugajski, W. Nakwaski: *Lasery półprzewodnikowe*. Warszawa, PWN, 1985
8. H.F. Lockwood, H. Kressel, H.S. Sommers, Jr. F.Z. Hawryło: *An efficient Large Optical Cavity Injection Laser*. Appl. Phys. Lett. 17, No 11, 499, 1970
9. D. Botez, D.J. Channin, M. Ettenberg: *High-power single mode AlGaAs laser diodes*. Optical Engineering, 21, No 6, 1066, 1982
10. K. Aiki, M. Nakamura, T. Kuroda, J. Umeda, R. Ito, N. Chinone, M. Maeda: *Transverse Mode Stabilized $Al_xGa_{x-1}As$ Injection Lasers with Channeled-Substrate-Planar Structure*. IEEE J.Q.El., QE-14, 89, 1978
11. M. Wada, K. Hamada, H. Shimizu, T. Sugino, F. Tajiri, K. Itoh, G. Kano, I. Teramoto: *A high-power, single-mode laser with twin-ridge substrate structure*. Appl. Phys. Lett. 42, 853, 1983
12. S. Yamamoti, H. Hayashi, S. Yano, T. Sakurai, T. Hijikata: *Visible GaAlAs V-channelled substrate inner stripe laser with stabilized mode using p-GaAs substrate*. Appl. Phys. Lett. 40, 372, 1982
13. D. Botez: *CW high-power single mode operation of constricted double-heterojunction AlGaAs lasers with a large optical cavity*. Appl. Phys. Lett. 36, No 3, 190, 1980
14. D. Botez, J.C. Conolly, M. Ettenberg, D.B. Gilbert: *Very High CW Output Power and Power Conversion Efficiency from Current-Confined CDH-LOC Diode Lasers*. Electronics
15. N. Yoshikawa, K. Itoh, G. Kano, I. Teramoto: *A 0.2 W CW Laser with Buried Twin-Ridge Substrate Structure*. IEEE J. Quantum Electron, 21, No 6, 623, 1985
16. T. Shibutani, M. Kume, K. Hamada, H. Shimizu, K. Itoh, G. Kano, I. Teramoto: *A Novel High-Power Laser Structure with Current-Blocked Regions near Cavity Ends*. X-th IEEE Int. Semiconductor Laser Conf. Kanazawa Japan, Oct. 1986
17. Y. Sakakibara, H. Higuchi, E. Oomura, Y. Nakajima, Y. Yamamoto, K. Goto, H. Namizaki, K. Ikeda, W. Susaki: *High-Power 1.3 μm InGaAsP P-Substrate Buried Crescent Lasers*. J. Lightwave Techn. LT-3, No 5, 978, 1985
18. E. Oomura, H. Higuchi, Y. Sakakibara, R. Hirano, H. Namizaki, W. Susaki, K. Ikeda, K. Fujikawa: *InGaAsP/InP Buried Crescent Laser Diode Emitting at 1.3 μm Wavelength*. IEEE J.Q.El. QE-20, No 8, 866, 1984
19. S. Oshiba, H. Horikawa, A. Matoba, M. Kawahara, Y. Kawai: *High-Power Output over 200 mW of GaInAsP/InP VIPS-LD*. X-th IEEE Int. Semiconductor Laser Conf., Kanazawa Japan, Oct. 1986
20. A. Takemoto, Y. Sakakibara, H. Higuchi, Y. Nakajima, Y. Yamamoto, K. Goto, M. Fujiwara, S. Kakimoto, K. Takahashi, H. Namizaki, W. Susaki: *High Power and High Efficiency Operation of 1.2—1.5 μm InGaAsP p-Substrate Buried Crescent Laser Diodes*. X-th IEEE Int. Semiconductor Laser Conf., Kanazawa Japan, Oct. 1986

21. M.Ch. Amann, B. Stegmüller: *Low-Threshold InGaAsP-InP Metal-Clad Ridge-Waveguide (MCRW) Lasers for 1.3 μm Wavelength*. Jpn. J. Appl. Phys. 25, No 2, 228, 1986
22. R. Dingle, L. Esaki, R. Tsu: IBM Journal Res., Dev., 14, 61, 1970
23. R. Dingle: *Confined Carrier Quantum States in Ultrathin Semiconductor Heterostructures*. Fest-korperprobleme XV, 21, 1975
24. S. Hersee, M. Baldy, P. Assemat, B. De Cremoux, J.P. Duchenin: *Low threshold GRIN SCH GaAs/GaAlAs Laser Structure Grown by OM VPE*. Electron. Lett. 18, No 14, 618, 1982
25. P.S. Zory, A.R. Reisinger, R.G. Waters: *Anomalous temperature dependence of threshold for thin quantum well AlGaAs diode lasers*. Appl. Phys. Lett. 49, No 1, 16, 1986
26. K. Uomi, S. Nakatsuka, T. Ohtoshi, Y. Ono, N. Chinone, T. Kajimura: *High-power operation of index-guided visible GaAs/GaAlAs multiquantum well lasers*. Appl. Phys. Lett. 45, 818, 1984
27. *Laser Focus/Electro-Optics*. April 1987, str. 45
28. C.S. Hong et al: *High Power Inverted Channel Substrate Planar laser Grown by MO CVD*. Proc. Int. Conf. on Lasers '85, Las Vegas, Dec. 1985
29. W.D. Laidig: Appl. Phys. Lett. 38, 776, 1981
30. D. Botez: *Recent Developments in High-Power Single-Element Fundamental-Mode Diode Lasers*. Laser Focus/Electro-Optics, 68, March 1987
31. F. Kappeler, H. Westermeier, R. Gessner, M. Drumiński: *High CW Power Arrays of Optically Coupled (GaAl) As Oxide Stripe Lasers with dc-to-Light Conversion Efficiencies of up to 36%*. Ninth IEEE Int. Semiconductor Laser Conf., Paper G-3, Rio de Janeiro Brasil, Aug. 7—10, 1984
32. D.R. Scifres, C. Lindstrom, R.D. Burnham, W. Streifer, T.L. Paoli: *Phase-Locked (GaAl) As Laser Diode Emitting 2.6 W cw from a Single Mirror*. Electron. Lett., 19, 169, 1983
33. E. Kapon, L.T. Lu, Z. Rav-Noy, M. Yi, S. Margalit, A. Yariv: *Phased Arrays of Buried-Ridge InP/InGaAsP Diode Lasers*. Appl. Phys. Letters, 46, No 2, 136, 1985
34. T.R. Chen, K.L. Yu, B. Chang, A. Hasson, S. Margalit, A. Yariv: *Phase-Locked InGaAsP Laser Array with Diffraction Coupling*. Appl. Phys. Lett. 43, 136, 1983
35. D. Botez, D.E. Ackley: *Phase-Locked Arrays of Semiconductor Diode Lasers*. IEEE Circuits and Devices Mag., 2, No 1, 8, 1986
36. D. Botez, J.C. Connolly: *High Power Phase Locked Arrays of Index Guided Diode Lasers*. Appl. Phys. Lett., 43, 1096, 1983
37. H. Tomkin, R.A. Logan, J.P. Van der Ziel, C.L. Reynolds Jr., S.M. Tharaldsen: *Index-Guided Arrays of Schottky Barrier Confined Lasers*. Appl. Phys. Lett. 46, No, 5, 405, 1985
38. R.L. Thornton, R.D. Burnham, T.L. Paoli, N. Holonyak Jr., D.G. Deppe: *Highly efficient, long lived AlGaAs lasers fabricated by silicon impurity induced disordering*. Appl. Phys. Lett. 49, No 3, 133, 1986
39. D. Botez, J.C. Connolly: *Nonabsorbing-Mirror (NAM) CDH-LOC Diode Lasers*. Electronics. Lett., 20, No 13, 530, 1984
40. H. Kumabe, T. Tanaka, S. Nita, Y. Seiwa, T. Sogo, S. Takamiya: *15 mW Single Mode CW Operation of Crank Structure TJS Laser Diodes at High Temperature*. Jpn. J. Appl. Phys. Supl. 21—1, 347, 1982

B. MROZIEWICZ

HIGH-POWER SEMICONDUCTOR LASERS FOR CONTINUOUS WAVE OPERATION

Summary

The author discusses the principles of designing and the manufacturing procedures of single- and multi-mode high-power lasers. The conditions determining the design of integrated AlGaAs/GaAs lasers and its optimisation are presented in detail. The continuous progress in the generated power reached in a single mode, owing to novel manufacturing procedures, e.g. MO CVD, is displayed.

Generacja skrajnie krótkich impulsów

ADAM KUJAWSKI

Instytut Fizyki Polskiej Akademii Nauk, Warszawa

*Referat wygłoszony na II Sympozjum Techniki Laserowej
w Szczecinie, 7–10 września 1987 r.*

Po zbudowaniu pierwszego lasera w 1960 roku, generacja i wykorzystanie ultrakrótkich impulsów światła znajdują się w centrum zainteresowań wielu ośrodków badawczych. Referat omawia rozwój badań i różnorodne zastosowanie tego typu impulsów w elektronice i optoelektronice. Wskazuje także osiągnięcia techniki „Q-switching” — otrzymywania ultrakrótkich impulsów elektrycznych rzędu piko- i femtosekund.

Generacja krótkich impulsów światła i ich zastosowania tworzą jedną z najważniejszych dziedzin technik laserowych. Jednocześnie problemy generacji, propagacji i oddziaływania z pojedynczymi atomami i układami atomów tworzą obszerny dział badań w optyce nieliniowej i fizyce atomowej. Po zbudowaniu pierwszego lasera w roku 1960 generacja i wykorzystanie ultrakrótkich impulsów światła znalazły się w centrum zainteresowań wielu ośrodków badawczych. Obecnie jest to dobrze ukształtowana dziedzina badań fizyki i techniki laserowej. Generacja możliwie najkrótszych impulsów światła — trend, który powstał natychmiast po zbudowaniu pierwszego lasera, jest w dalszym ciągu głównym celem wielu laboratoriów w których prowadzone są badania w zakresie technik laserowych.

Ultrakrótkie impulsy światła znalazły liczne i różnorodne zastosowania w technice i nauce, a w szczególności w elektronice, fizyce, chemii oraz biologii. Niewątpliwie do najważniejszych przykładów zastosowań należy rozwój nowych metod spektroskopii, które otworzyły zupełnie nowe możliwości badań reakcji chemicznych [1] oraz pomiarów bardzo krótkich czasów relaksacji w ciałach stałych [1] i w układach biologicznych [2]. W nowej dziedzinie badań jaką jest optoelektronika ultrakrótkie impulsy światła grają szczególnie ważną rolę i są podstawą telekomunikacji światłowodowej [3]. Warto wspomnieć o oryginalnym wykorzystaniu impulsów światła do generowania ultrakrótkich impulsów elektrycznych [1]. Przypomnijmy, że impuls o czasie trwania τ ma w próżni długość $l = c\tau$, gdzie c — prędkość światła. Stąd dla impulsu 1 ns otrzymuje się $l = 30$ cm, dla impulsu 1 ps — 0,3 mm, a dla impulsu 1 fs — 0,3 μ m. Taka mała rozciągłość w przestrzeni impulsów piko i femtosekundowych znajduje

także liczne zastosowania. Przypomnijmy także, że dla czasu trwania impulsu τ i jego szerokości spektralnej $\Delta\nu$ spełniona jest relacja $\tau\Delta\nu \geq l$. Czas $\tau = \tau_{\min} = (\Delta\nu)^{-1}$ nosi nazwę czasu minimalnego przy zadanej szerokości spektralnej $\Delta\nu$; zachodzi oczywiście $\tau_{\min}\Delta\nu = l$. W analizie fourierowskiej uzasadnia się, że dla impulsów spełniających ten warunek nie ma modulacji i impuls ma przebieg czasowy regularny. Obecność modulacji powiększa bowiem szerokość spektralną impulsu.

W tym referacie poza krótką charakterystyką rozwoju badań i przeglądu wybranych problemów omówiony zostanie postęp i osiągnięcia ostatnich kilku lat. Cytowana literatura obejmuje wybrane prace oryginalne oraz kilka opracowań o charakterze wprowadzającym (na przykład [4], [5], [6]) i przeglądowym (na przykład [7]—[12]).

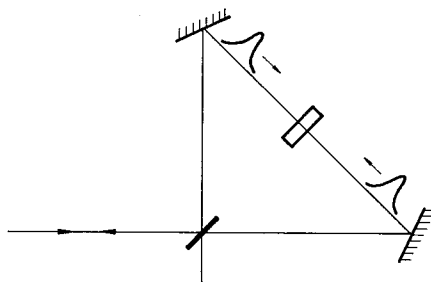
Pierwszym istotnym krokiem w osiąganiu krótkich impulsów optycznych była technika przełączania dobroci („*Q — switching*”) rezonatora laserowego. Polega ona na tym, że dobroć rezonatora jest zmniejszona w czasie pompowania i powiększa się odpowiednio szybko w momencie gdy inwersja ośrodka osiąga wartość maksymalną. Technika ta doprowadziła do istotnego powiększenia mocy emitowanych impulsów do wartości rzędu dziesiątków MW, tak że otrzymały one nazwę impulsów gigantycznych (zob. np. [13]). Czasy trwania tak generowanych impulsów wynoszą około 10—50 ns. Następnym ważnym krokiem w rozwoju stała się technika synchronizacji modów („*mode-locking*” w języku angielskim) (zob. np. [13]). Polega ona na tym, że generowanie pola o wielu częstościach odpowiadających modom podłużnym, gdy fazy poszczególnych modów różnią się o stałą wartość (w szczególności są takie same), prowadzi do powstania pojedynczego impulsu. Czas jego trwania jest odwrotnością szerokości spektralnej promieniowania wzmacnianego przez ośrodek aktywny lasera. Dla barwników ta szerokość spektralna jest tak duża, że możliwa jest generacja impulsów o czasach trwania rzędu pikosekund. W wyniku opanowania i rozwoju techniki synchronizacji modów powstała era impulsów pikosekundowych. Technika ta stała się także podstawą generacji impulsów o czasach trwania rzędu femtosekund; osiągnięcia ostatnich kilku lat pokazują, że nastąpiła era impulsów femtosekundowych. Najlepszym potwierdzeniem postępu jaki się dokonał jest to, że istnieje wiele firm optycznych, które produkują gotowe do wykorzystania układy generujące impulsy pikosekundowe. Jednocześnie są już doniesienia o produkcji i sprzedaży aparatury do generacji i zastosowań impulsów o czasach trwania kilkunastu femtosekund.

Przypomnijmy pewne aspekty synchronizacji modów w istocie najważniejszej techniki otrzymywania krótkich impulsów laserowych. Zwykle rozróżnia się metodę aktywną i pasywną. W pierwszym przypadku do rezonatora wprowadzony jest element modulujący dobroć rezonatora; jest to odpowiedni przetwornik akustyczno-optyczny, a częstość modulacji Ω równa jest $\Omega = c/2L$, gdzie L jest długością rezonatora. W metodzie pasywnej w rezonatorze umieszcza się element nieliniowy w którym absorpcja dla dużych natężeń padającego światła istotnie się zmniejsza. Takimi nieliniowymi elementami stosowanymi najczęściej są odpowiednie roztwory barwników. Inną ważną metodą synchronizacji modów stało się pompowanie synchroniczne. Laser pompujący pracuje w warunkach synchronizacji modów: krótkie impulsy jakie generuje pompują inny laser, tak, że czas między impulsami pompującymi jest

odpowiednio dobrany do czasu przejścia wneki lasera pompowanego przez impuls generowany. Ta metoda przyniosła także istotny postęp w generowaniu coraz krótszych impulsów. Na przykład w pracy [14] otrzymano impulsy o czasach trwania rzędu 70 fs.

W metodzie synchronizacji modów polegającej na umieszczeniu w rezonatorze nieliniowego elementu ma istotne znaczenie miejsce jego ustawienia. Jeśli naczynie z roztworem barwnika znajduje się w pobliżu jednego ze zwierciadeł rezonatora w odległości d , pojawia się tendencja do generacji par impulsów w odległości $2d/c$. Aby tego uniknąć należy umieścić barwnik absorbujący przy zwierciadle. Ponieważ barwnik powinien tworzyć cienką warstwę warunek ten może być spełniony tylko do pewnych granic. Problem roli położenia barwnika absorbcyjnego, jego grubości i czasu relaksacji oraz roli położenia i czasu relaksacji ośrodka aktywnego był przez kilka lat centralnym problemem pasywnej metody synchronizacji modów. Badania teoretyczne i doświadczalne wyjaśniły dlaczego układ może generować impulsy o czasach trwania rzędu pikosekund, gdy jednocześnie czasy relaksacji barwników są rzędu nanosekund [10]. Obecnie jest jasne, że po przejściu impulsu przez ośrodek aktywny natężenie jego końcowej części zmniejsza się (część frontowa jest wzmocniona, jednocześnie współczynnik wzmocnienia zmniejsza się); po przejściu impulsu przez nieliniowy element absorbujący natężenie jego części frontowej jest zmniejszone (jednocześnie absorpcja zmniejsza się i część końcowa ulega niewielkiej zmianie). Oczywiście ten mechanizm „wyostrzenia”, a więc i skracania impulsu może być skuteczny tylko do pewnych granic.

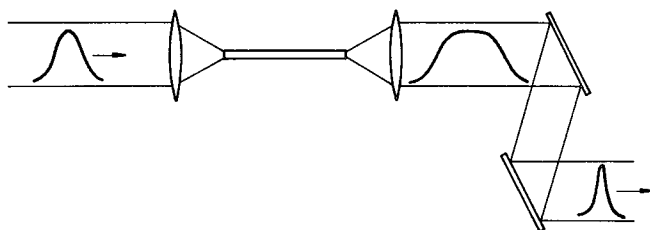
Gdy barwnik absorbujący umieszczony jest przy jednym ze zwierciadeł rezonatora, impuls odbijając się interferuje z samym sobą. Badania tej korzystnej konfiguracji przyczyniły się do powstania nowej metody synchronizacji modów jaką stała się taka geometria układu laserowego, w której impulsy zderzają się w obszarze barwnika absorbującego („*colliding-pulse geometry*”). W jednym z takich układów (Rys. 1), płytka dzieląca tworzy dwa impulsy, które interferują w obszarze komórki absorbującej umieszczonej między zwierciadłami [15]. W innym powszechnie stosowanym układzie odległości między barwnikiem aktywnym i barwnikiem absorbującym oraz zwierciadłami są dobrane, że dwa impulsy biegnące w pierścieniowej wnece laserowej nakładają się na siebie w obszarze komórki absorbującej. Siatka dyfrakcyjna powstaje w wyniku interferencji pól impulsów i powoduje powstanie siatki dyfrakcyjnej



Rys. 1. Schemat geometrii układu laserowego z płytką tworzącą impulsy interferujące w obszarze barwnika absorbującego

wzbudzeń molekuł ośrodka absorbującego. Okazuje się, że rola takiego elementu nieliniowego jest szczególnie korzystna gdyż prowadzi do zmniejszenia strat wewnątrz rezonatora. Jednocześnie ta metoda synchronizacji modów jest stabilna w szerszym zakresie parametrów niż w przypadku lasera z konwencjonalnym rezonatorem z dwoma zwierciadłami (np. dyskusja w [16] i literatura tam cytowana). Stosując tę metodę otrzymano impulsy o czasach trwania rzędu 65 fs [16].

Następnym ważnym krokiem w otrzymywaniu krótkich impulsów stała się technika skracania (kompresji) proponowana zresztą wiele lat wcześniej. Jej opanowanie pozwoliło uzyskać impulsy o czasach trwania rzędu 30 fs [17].



Rys. 2. Technika skracania impulsów optycznych

Rys. 2 ilustruje technikę skracania impulsów optycznych, której podstawą są dwa zjawiska fizyczne — dyspersja i modulacja fazy. Przypomnijmy, że dyspersja prędkości grupowej impulsu v_g jest dana przez

$$\frac{dv_g}{d\lambda} = \frac{c\lambda \frac{d^2 n}{d\lambda^2}}{\left(n - \lambda \frac{dn}{d\lambda}\right)^2}, \quad (1)$$

gdzie λ jest średnią długością fali, a n współczynnikiem załamania. Ze wzoru (1) wynika, że $(d^2 n/d\lambda^2) > 0$ i $(d^2 n/d\lambda^2) < 0$ charakteryzują odpowiednio dyspersję normalną i anomalną. Dla szkła kwarcowego długości fal odpowiadające dyspersji normalnej i anomalnej dane są odpowiednio przez $\lambda \lesssim 1,3 \mu\text{m}$ i $\lambda \gtrsim 1,3 \mu\text{m}$. W wyniku dyspersji w światłowodzie oraz modulacji fazy spowodowanej nieliniowością współczynnika załamania $n = n_0 + n_2 I$, gdzie I natężenie światła, ma miejsce poszerzenie widma impulsu oraz jego wydłużenie. Tak zmodulowany impuls padając na układ dwóch siatek dyfrakcyjnych, który ma własności dyspersyjne odpowiadające $(dv_g/d\lambda) < 0$, ulega skróceniu.

Dla szkła kwarcowego w obszarze dyspersji anomalnej $(dv_g/d\lambda) < 0$ dyspersja i modulacja będąca wynikiem nieliniowości grają przeciwne role przy propagacji impulsu. Okazało się, że prowadzi to do powstania i propagacji pojedynczego impulsu, który nosi nazwę solitonu. Podstawowy opis teoretyczny oparty jest na nieliniowym równaniu Schrodingera; jego rozwiązania i eksperymenty potwierdzające poprawność opisu były przedmiotem wielu publikacji (zob. np.: [18]). Należy też wspomnieć, że dla lasera na centrach barwnych dla $\lambda = 1,5 \mu\text{m}$ wykorzystanie odcinka jednomodowego

światłowodów wewnątrz rezonatora pozwoliło regulować czas trwania impulsu [19]. Czas trwania zależy od długości światłowodu. Jest to tak zwany laser solitonowy.

Skracanie impulsu przy tej samej energii całkowitej powoduje zwiększenie mocy impulsu. Poszukiwanie nowych metod skracania oraz przestrajania tak, żeby częstość centralna widma impulsu mogła przybierać różne wartości, stały się głównymi kierunkami badań. Problemom laserów przestrajalnych poświęcono ostatnio obszerne opracowanie [20] ukazujące jak intensywne badania prowadzi się w tym kierunku. Nowa metoda wzmacniania impulsów światła polegająca na odpowiedniej modulacji i wydłużeniu impulsu przed wzmacnianiem znalazła się także w centrum uwagi [21]. Zmodulowany impuls jest wzmocniony, a następnie w odpowiednim układzie dwóch siatek ulega skróceniu. Istotne jest to, że we wzmacniaczu optycznym wartość gęstości energii ma górną granicę; całkowita energia jaką można przekazać impulsowi zależy od długości impulsu, więc jego wydłużenie pozwala energię tę powiększyć. Przewiduje się, że technika ta — po zogniskowaniu impulsu — pozwoli otrzymać gęstości mocy większe niż 10^{23} W/cm² [22]. Otwiera to możliwości badań zupełnie nowych zjawisk atomowych i molekularnych.

Na zakończenie należy podać wartość czasu trwania dotychczas osiągniętego najkrótszego czasu trwania impulsu światła. Wynosi on $\tau = 6$ fs dla średniej długości fali $\lambda = 620$ nm [23]. Ponieważ okres drgań pola elektromagnetycznego wynosi $T = \lambda/c$, w tak krótkim czasie τ mieszczą się trzy okresy drgań pola fali świetlnej. Na podkreślenie zasługuje fakt, że w układzie skracającym impuls oprócz światłowodu wykorzystuje się odpowiednią kombinację siatek dyfrakcyjnych i pryzmatów. Oczywiście naturalnym pytaniem jest — czy można będzie otrzymać impuls, którego długość w przestrzeni byłaby równa lub mniejsza niż jakaś wartość długości fali z optycznego zakresu widma.

BIBLIOGRAFIA

1. G.R. Fleming, A.E. Siegman: *Ultrafast Phenomena V*, Editors: Springer-Verlag 1986
2. Red. W.S. Letochov: *Lazernaia pikosekundnaia spektroskopia i fotochimia molekul*, Nauka — Moskwa 1987
3. F.J. Leonberger, S.M. Lee, F. Capasso, H. Markoc, *Picosecond Electronics and Optoelectronics II*, Editors: Springer-Verlag 1987
4. A. Kujawski: *Ultrakrótkie impulsy światła*, Encyklopedia Fizyki Współczesnej, str. 374, PWN Warszawa 1983
5. *Frontiers of femtosecond laser technology*, G.H.C. New, Phys. Bull. Vol. 36, 165 (1985)
6. S. De Silvestri, P. Laporta, V. Magni: *Generation and application of femtosecond laser pulses*, Europhysics News, Sept. 1986
7. A. Laubereau, K.B. Eisenthal: *Picosecond Phenomena III*, Editors: Springer-Verlag 1982
8. IEEE Journal of Quantum Electronics QE19, N-4, 499—729 (1983)
9. Journal of the Optical Soc. of Am. B, Vol. 2, N-4, 581—685 (1985)
10. G.H.C. New: *The generation of ultrashort laser pulses*, Rep. Prog. Phys. Vol. 46, 877 (1983)
11. P. Myśliński: *Fotosekundowe impulsy światła*, Postępy Fizyki 36, Zeszyt 6, str. 573 1985
12. J. Herrmann, B. Wilhelmi, *Lasers for ultrashort Light Pulses*, Akademie-Verlag, Berlin 1987
13. F. Kaczmarek: *Wstęp do fizyki laserów*, PWN Warszawa 1986
14. G. Mourou, T. Sizer, Optics Communications 41, 47 (1982)
15. A.E. Siegman, Optics Letters 6, 334 (1981)

16. R.L. Fork, C.V. Shank, R. Yen, C.A. Mirliman, IEEE J. of Quantum Electronics QE-19, 500 (1983)
17. R.L. Fork, C.V. Shank, R. Yen, Appl. Phys. Lett. **41**, 223 (1982)
18. F.Ch. Abdullaiew, S.A. Darmanian, P.K. Chabibuliaew, *Opticzeskie Solitony*, Tashkent „FAN” 1987
19. L.F. Mollenauer, R. Stolen: *Optics Letters* **9**, 13 (1984)
20. L.F. Mollenauer, J.C. White: *Tunable Lasers*, Editors: Springer-Verlag 1987
21. D. Strickland, P. Maine, M. Bouvier, S. Williamson, G. Mourou *Picosecond Pulse Amplification Using Pulse Compression Techniques*, — patrz pozycja 1 str. 38.
22. J.H. Eberly, P. Maine, D. Strickland, G. Mourou: *Laser Focus*, October 1987 str. 84
23. R.L. Fork, C.H. Brito Cruz, P.C. Becker, C.V. Shank, *Optics Letters* **12**, 483 (1987)

A. KUJAWSKI

GENERATION OF EXTREMELY SHORT PULSES

Summary

Since the construction of the first laser in 1960, the generation and application of ultra-short light pulses focus the interest of many scientific research centres. The author presents the progress in research on and in the application of this kind of pulses in electronics and in opto-electronics. He, furthermore, points out the achievements in the field of „Q-switching”, i.e. of the generation of ultra-short electric pulses in the range of pico- and femto-seconds.

Fotochemiczne metody diagnostyki i terapii nowotworów

EDWARD STANOWSKI

I Klinika Chirurgii Instytutu Chirurgii Centralnego Szpitala Klinicznego Wojskowej Akademii Medycznej,
Warszawa

ALFREDA GRACZYK

Instytut Elektroniki Kwantowej Wojskowej Akademii Technicznej, Warszawa

Referat wygłoszony na II Sympozjum Techniki Laserowej w Szczecinie, 7-10 wrzesień 1987 r.

Artykuł zawiera idee diagnostyki i terapii HpD-PDT, wyjaśnia mechanizmy detekcji tkanki nowotworowej i jej destrukcji. Omówiono metodę stosowaną do diagnostyki i terapii nowotworów z uwzględnieniem opisów stosowanych źródeł światła i urządzeń używanych w krajowej Klinice Chirurgii WAM. Osobny rozdział poświęcono perspektywom rozwoju metody HpD-PDT, jej zaletom i ograniczeniom.

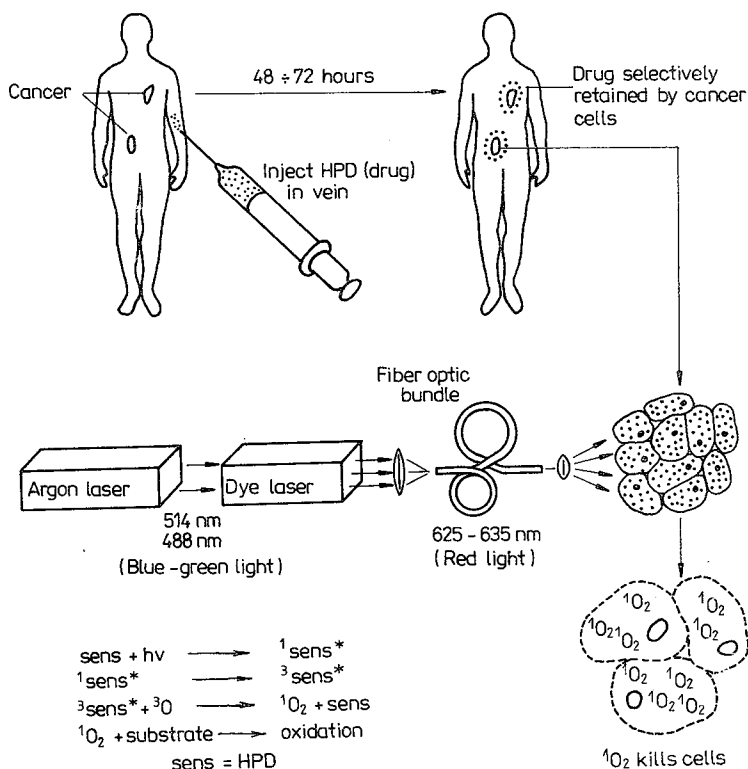
Początki nowej metody stosowanej do diagnostyki i terapii nowotworów z użyciem fotoaktywnych barwników sięgają roku 1924, kiedy to Policard [1] zaobserwował czerwoną fluorescencję podczas naświetlania mięsaka zwierzęcego lampą Wooda. Fluorescencja ta pochodziła od autokumulacji endogennych porfiryn w tym guzie.

W roku 1943 Auler i Banzer [2] po raz pierwszy wstrzyknęli porfiryny zwierzętom z guzami nowotworowymi i po naświetleniu lampą, obserwowali czerwoną luminescencję. Rys. 1 [3] przedstawia ideę zastosowania fotoczułych barwników do diagnostyki i terapii nowotworów. W metodzie tej wykorzystano fakt, że tkanka nowotworowa w przeciwieństwie do tkanki zdrowej, gromadzi i kumuluje przez wiele godzin barwniki porfiryne.

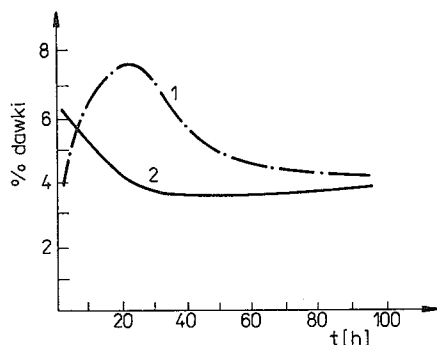
Z rys. 2 [4] widać, że tkanka nowotworowa gromadzi i kumuluje barwniki porfiryne znacznie dłużej niż tkanka zdrowa, ale szybkość i wielkość gromadzenia barwnika zależy także od jego struktury chemicznej. Zakumulowane w tkankach porfiryny nie wykazują istotnego działania na tkankę, póki nie zostaną zaktywowane światłem o odpowiedniej długości fali. Aby efekt fotodynamiczny mógł zaistnieć musi być fotosensibilizator (w tym przypadku barwnik porfirynowy), światło i tlen.

Pod wpływem absorpcji kwantu światłnego fotosensibilizator zostaje wzbudzony do pierwszego stanu singletowego, który to stan charakteryzuje się krótkim czasem życia — rzędu pojedynczych nsek. Ze stanu singletowego fotosensibilizator powraca

PHOTORADIATION THERAPY OF CANCER (Laser + Hematoporphyrin Derivative)



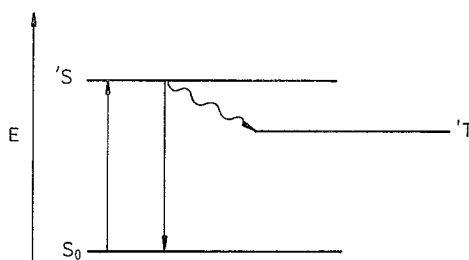
Rys. 1 Idea zastosowania fotoczułych barwników do diagnostyki i terapii nowotworów



Rys. 2. Gromadzenie ${}^{65}\text{ZnHPD}$ i ${}^{65}\text{ZnPh}^{\text{II}}$ w raku sutka myszy w funkcji czasu
1 — $[{}^{65}\text{Zn}]$ fototrin II, 2 — $[{}^{65}\text{Zn}]$ HPD

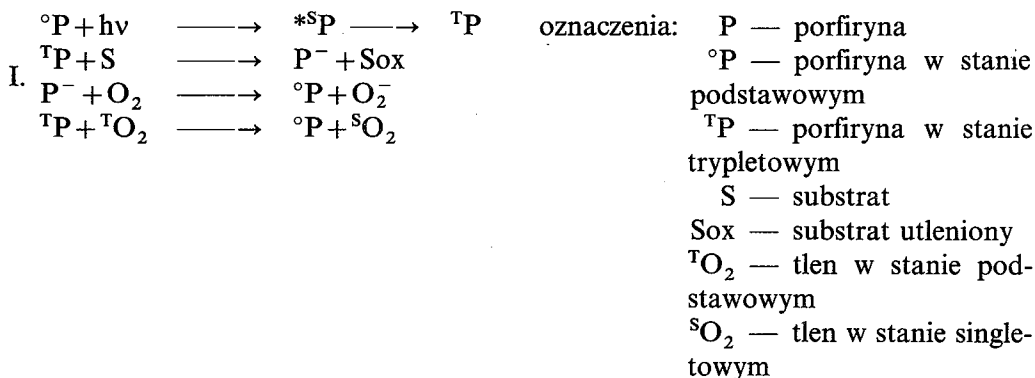
do stanu podstawowego w dwojaki sposób: bądź przez luminescencję związaną z emisją kwantu świetlnego, bądź następuje inwersja spinu (przejście interkombinacyjne) i bezpromienne przejście do pierwszego stanu tripletowego jak to widać na rys. 3.

Stan tripletowy posiada znacznie dłuższe czasy życia $10^{-5} - 10^{-3}$ sek, a jego wydajność kwantowa jest stosunkowo duża i dla niektórych pochodnych HpD wynosi



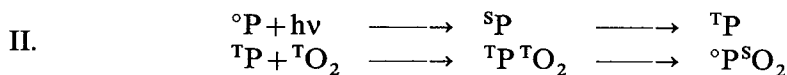
Rys. 3. Powrót fotosensibilizatora do stanu podstawowego dwoma sposobami

0,9. Zjawisko luminescencji wykorzystane jest do celów diagnostycznych, zaś porfiryny w stanie trypletowym odpowiedzialne są za destrukcję tkanki nowotworowej. Destrukcja tkanki nowotworowej może przebiegać wg dwóch mechanizmów w zależności od środowiska reakcji. W środowisku hipotlenowym fotodestrukcja tkanki nowotworowej przebiega poprzez wytworzenie wolnych rodników [5, 8].



Jon nadtlenny O_2^- w reakcji z wodą środowiska, wytwarza bardzo reaktywny rodnik hydroksylowy OH, który reaguje z różnymi związkami biologicznie czynnymi takimi jak aminy aromatyczne, fenole; ponadto rodnik hydroksylowy może inicjować wiele reakcji autoutlenienia. Reakcje degradacji poprzez mechanizm rodnikowy bardzo zależą od stężenia substratu.

W warunkach hipertlenowych, mechanizm destrukcji tkanki nowotworowej związany jest z wykorzystaniem wysoce reaktywnego tlenu singletowego, powstającego wg następującego schematu [6, 7, 8]:



Jeżeli stężenie substratu jest zbyt niskie pierwszy mechanizm nie odgrywa większej roli i fotodestrukcja przebiega z udziałem tlenu w stanie singletowym. Mało jest sytuacji aby reakcje fotodegradacji przebiegały tylko wg jednego mechanizmu; zwykle mają swój udział obydwa mechanizmy z przewagą jednego z nich.

Aby barwnik mógł być użyty zarówno do celów diagnostycznych jak i terapeutycznych musi spełniać szereg kryteriów:

1. Powinien być nietoksyczny, w szerokim tego słowa znaczeniu (w tym nieteratogenny i niemutagenny).

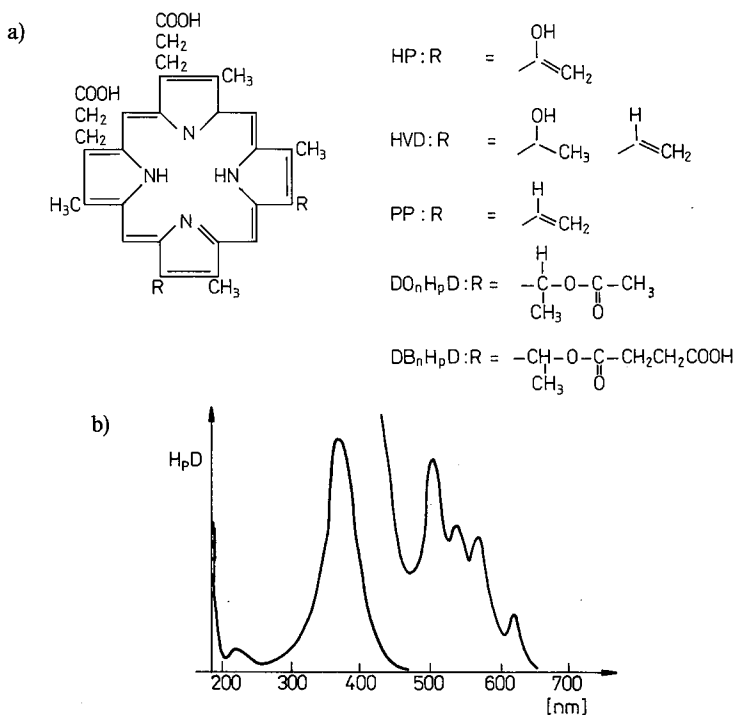
2. Musi posiadać dużą atywność fotochemiczną i dużą wydajność luminescencji, bądź dużą wydajność kwantową stanu tripletowego.

3. Musi posiadać pasma absorpcji położone w możliwie długofalowej części widma, aby światło wzbudzające mogło wnikać możliwie głęboko w tkankę nowotworową.

4. Musi się selektywnie gromadzić i przez długi czas retencjonować w tkance nowotworowej.

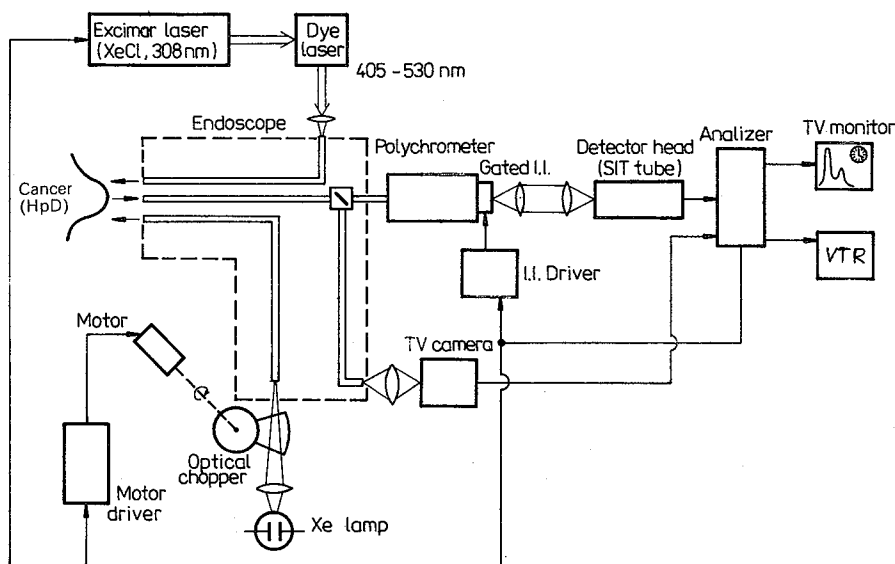
Pod tym kątem przebadano szereg klas barwników takich jak ksantenowe, akrydynowe, kryptocyjaninowe, ale głębsze zainteresowanie badaczy zyskały porfiryny i ich pochodne, a w szczególności hematoporfiryny, a w ostatnich trzech latach także ftalocyjaniny. Porfiryny bezmetaliczne posiadają pięć charakterystycznych pasm w widmie elektronowym [9].

Pasmo o największej intensywności zwane pasmem Soreta występuje w obszarze 360—405 nm, w zależności od pochodnej i stopnia jej agregacji, oraz cztery pasma w obszarze widzialnym z $\lambda_{\max} = 500$ nm, 518 nm, 560 nm i 625 nm, przy czym intensywność tych pasm maleje wraz ze wzrostem długości fali. Rysunek 4 przedstawia: a) wzór strukturalny hematoporfiryny i jej pochodnych oraz b) — jej charakterystyki spektralne.



Rys. 4 Hematoporfiryna: a) wzór strukturalny, b) charakterystyki spektralne

Dla celów diagnostycznych wzbudza się hematoporfirynę w jej najintensywniejszym paśmie, a więc światłem o długości fali 400—410 nm [10, 11]. Obserwuje się wtedy intensywną czerwoną luminescencję tkanki nowotworowej, pozwalającą na



Rys. 6 Schemat blokowy zestawu do diagnozy i leczenia nowotworów płuc opracowanego w zespole prof. Hayaty

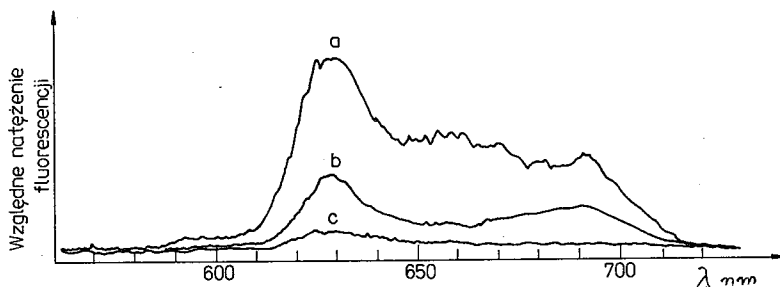
Laser barwnikowy pompowany laserem ekscymerowym jest laserem impulsowym z repetycją 3,75 Hz i o energii 0,33 mJ/impuls. Czas trwania impulsu 10 ns. W celach diagnostycznych naświetla się miejsce podejrzane o zmianę nowotworową podając wiązkę światła o długości fali 406,0 nm poprzez kanał endoskopu. Światło to wzbudza czerwoną fluorescencję w tkance, w której jest zaabsorbowana HpD. Widmo emisyjne HpD ma charakterystyczne dwa maksima 630 nm i 690 nm. W układzie tym spektroskopowe krzywe widma emisyjnego HpD transmitowane są na monitor TV za pomocą urządzenia do odwzorowania obrazu. Jeśli na monitorze TV pojawia się krzywa obrazująca widmo luminescencji należy wnosić, że naświetlana tkanka wykazuje zmianę nowotworową.

Dla uzyskania rzeczywistego obrazu obserwowanej tkanki używa się światła białego z lampy ksenonowej. Kolorowy obraz badanej tkanki jest obserwowany w endoskopie lub na monitorze TV. Pozwala to na określenie umiejscowienia i rozległości zmiany. Dla celów terapeutycznych stosuje się ten sam zestaw, wykorzystując tylko linię o długości fali 630 nm. Urządzenie to wykorzystano do badań na zwierzętach doświadczalnych a potem na ludziach. Czułość tego zestawu jest bardzo wysoka. Można wykryć tą metodą stężenie HpD rzędu 5×10^{-8} mol/dm³ nawet przy niskiej energii lasera (0,025 mJ). Istnieje jednak możliwość popełnienia błędów związanych z fluorescencją endogennych porfiryn, które występują w każdym organizmie w różnym stężeniu w zależności od narządu.

Aizawa i wsp. [15], w celu wyeliminowania błędu pochodzącego od autofluorescencji zastosował pomiar różnicowy. Dokonywano pomiaru intensywności luminescencji przed podaniem HpD i rejestrowano jej wielkości w pamięci komputera. Następnie oznaczano intensywność luminescencji, całkując powierzchnie pod krzywą spektralną, w 48 godz. po dożylnym wstrzyknięciu HpD i odejmowano te dwie wielkości.

Uzyskana różnica była wartością pochodzącą od HpD zaabsorbowanej z podanej dawki. Na rys. 7 pokazano krzywe spektralne uzyskane przez Aikawę i wsp. [15] dla trzech rodzajów tkanki.

Stosunek intensywności fluorescencji uzyskanej z całkowania powierzchni pod krzywymi pokazanymi na rys. 7 oznaczony dla wczesnego stadium gruczolakoraka żołądka, zmienionego zapalnie obszaru wokół nowotworu i zdrowej tkanki wynosił 12,5:4,5:1.



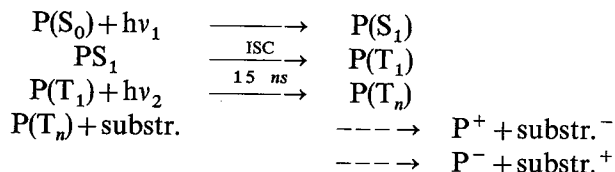
Rys. 7 Krzywe spektralne uzyskane przez Aikawę i jego współpracowników dla trzech rodzajów tkanki [15]

a — tkanka nowotworowa b — tkanka zapalna wokół nowotworu c — tkanka normalna

Opisana wyżej aparatura do endoskopowej spektroskopii fluorescencyjnej z wykorzystaniem widm różnicowych, pozwala odróżnić autofluorescencję zdrowej tkanki od fluorescencji barwnika zaabsorbowanego w tkance nowotworowej oraz w tkance zmienionej zapalnie wokół nowotworu i postawienie właściwego rozpoznania. Z dotychczasowych badań wynika, że fotodynamiczna terapia z zastosowaniem lasera barwnikowego pracy ciągłej pompowanego laserem argonowym niszczy tkankę nowotworową o grubości nie większej niż 20 mm. Hisazumi i wsp. [18] zastosowali do celów terapeutycznych laser na parach złota pracujący impulsowo. Laser ten emituje impulsowo światło monochromatyczne o długości fali 627,8 nm. Czas trwania impulsu wynosił 50 ns, a częstotliwość repetycji wynosiła o 7—10 kHz. Przy średniej mocy 4,5 W, moc w impulsie wynosiła 10 kW. Przy tak dużej mocy zaobserwowano efekt wybielania barwnika i podwyższania temperatury tkanki naświetlanej do 43—46°C, stosując moc 300 mW/cm². Przy mocy 150 mW/cm² efektu hipertermii nie obserwowano. Zaobserwowano natomiast całkowitą remisję guzów w ciągu 7—10 dni i był to efekt lepszy niż uzyskany przy użyciu lasera pracy ciągłej o takich samych parametrach.

Ciekawą metodą wzbudzania HpD w tkance nowotworowej dwoma kolejnymi impulsami zaproponowała Andreoni i wsp. [19, 20]. Pierwszy impuls światła jest normalnie stosowanym w terapii impulsem o długości fali $\lambda_{\max}$ 630 nm; zaś impuls drugi jest opóźniony w stosunku do pierwszego o 15 ns i wzbudza hematoporfirynę przy $\lambda_{\max}$ 700 nm. Ta druga wiązka fotonów wg autorów, indukuje przejście HpD z pierwszego stanu trypletowego, który został obsadzony dzięki mechanizmowi ISC (intersystem crossing) podczas tych 15 ns przerwy między pierwszym impulsem a drugim, do wyższego stanu trypletowego. Dzięki tej metodzie uzyskuje się wzbudzenie HpD do wyższego stanu trypletowego, w którym to stanie barwnik jest wysoko

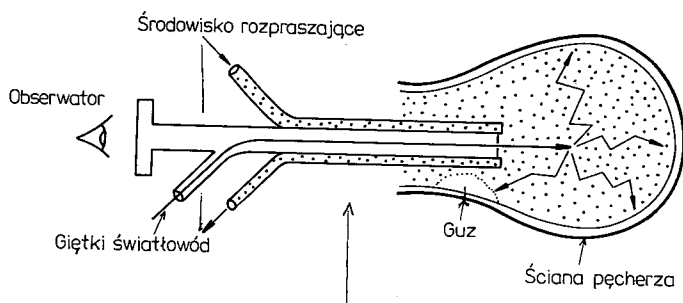
cytotoksyczny nawet w środowisku hipotlenowym. Jest to istotne spostrzeżenie, szczególnie dlatego, że tkanka nowotworowa posiada deficyt tlenu w porównaniu z tkanką normalną. Autorzy proponują następujący mechanizm tej reakcji:



Bodaness i King [21] donoszą o wzbudzeniu HpD poprzez koherentną absorpcję dwufotonową z zastosowaniem impulsów wielkiej mocy lasera Nd-YAG o długości fali 1064 nm. Obserwuje się typową fluorescencję dla HpD z pikami z $\lambda_{\max}$ 620 i 680 nm i intensywność tej fluorescencji jest zależna w kwadracie od mocy wiązki wzbudzającej. Jeśli okazałoby się, że użycie silnych impulsów z $\lambda_{\max}$ 1064 nm może być szkodliwe dla tkanki ludzkiej, Bodaness proponuje użycie impulsów o niższej energii z lasera barwnikowego z $\lambda_{\max} = 800$ nm. Światło o długości fali 800 nm dość głęboko penetruje tkankę ludzką, zaś poziom mocy, przy których zachodzi absorpcja dwufotonowa do poziomów normalnie wzbudzanych światłem o długości fali odpowiadającej pasmu Soreta jest znacznie niższy niż przy linii 1064 nm.

Joham, Stacher i wsp. [20] donoszą o zmodyfikowanej metodzie niszczenia nowotworów narządów „jamistych” takich jak np. pęcherz moczowy, żołądek. Raki pęcherza charakteryzują się w 60% wieloogniskowością, a w 60–80% nawrotami w okresie 20 miesięcy. Zastosowanie konwencjonalnej metody HpD-PDT jest trudne ze względu na duże kłopoty w dotarciu endoskopem, szczególnie do nowotworów zlokalizowanych w poprzedniej ścianie pęcherza i w jego szyi. W celu usunięcia tych trudności użyto światła laserowego rozproszonego na emulsji tłuszczu w wodzie, którą wypełniono pęcherz. Naświetlanie rozpoczęto 60 godz. po iniekcji, kiedy tkanki zdrowe nie zawierały już HpD. Wprawdzie tracono od 10–50% energii źródła, ale albo używano laserów większej mocy albo zwiększano czas naświetlania, w celu uzyskania efektywnego zniszczenia tkanki nowotworowej. Schemat układu przedstawia rys. 8. Uzyskano dobre wyniki zniszczenia mnogich ognisk nowotworu.

W terapii fotodynamicznej ważnym problemem jest ustalenie dawki fotosensibilizatora, liczonej na kg ciężaru ciała, oraz dawki energii, liczonej w J/cm² potrzebnej do



Rys. 8 Schemat układu do naświetlania światłem laserowym nowotworów narządów jamistych

fotoaktywacji barwnika. Z dotychczasowych badań [22–23] wynika, że najczęściej stosowane w badaniach klinicznych dawki HpD wynoszą od 2,5–5 mg/kg ciężaru ciała, podawane na 24–72 godz. przed naświetlaniem światłem o długości fali 625–640 nm. Stosowane dawki energii wynosiły od 10–200 J/cm², z najczęściej stosowanymi 25–100 J/cm² i czasem naświetlania od 15–30 min. Średnia gęstość mocy wynosiła od 15–300 mW/cm². Efekt fotodynamiczny jest zależny od stężenia fotoaktywowanych cząsteczek hematoporfiryny, a to jest zależne od wielkości energii pochłoniętej przez tkankę nowotworową. Wkład czynnika hipertermicznego będącego eksponencjalnie zależnym od temperatury jest również zależny od wielkości dawki, od czasu w jakim ta dawka będzie podawana oraz od stopnia ukrwienia guza [24].

Svaasand [26] przeprowadził możliwie precyzyjną analizę warunków naświetlania, ustalając zależność między czasem naświetlania, gęstością mocy lasera, ilością energii pochłoniętej przez naświetlaną tkankę a głębokością penetracji światła w głąb guza oraz wpływem składowej termicznej na uzyskany efekt niszczenia tkanki nowotworowej.

Ścisła analiza głębokości penetracji światła w głąb tkanki oraz rozkładu temperatury we wnętrzu guza ze względu na dużą niejednorodność środowiska nie jest możliwa. Propagacja światła w tkance jest zależna od rozproszenia na niejednorodnościach struktur komórkowych oraz od pochłaniania światła przez składniki absorbujące takie jak: hemoglobina, mioglobina i inne oraz od długości fali.

Z badań Svaasanda [26] wykonanych in vitro na operacyjnie usuniętym guzie mózgu wynika, że głębokość penetracji światła wynosi od $\delta = 0,8$ mm dla światła o długości fali $\lambda = 514$ nm, $\delta = 1,8$ mm przy $\lambda = 635$ nm i $\delta = 5,4$ mm przy $\lambda = 1064$ nm. Głębokość penetracji światła zależy również od rodzaju naświetlanej tkanki (Tabl. 1).

Tabela 1

Głębokość penetracji światła o długości fali $\lambda = 635$ nm
dla różnych rodzajów tkanki mózgowej [26]

Tkanka	Droga penetracji w mm
Normalna tkanka mózgowa dorosłego człowieka	0,8–1,5
Przerzut do mózgu nowotworu płuca	1,2
Astrocytoma I–II stopnia	1,7
Astrocytoma III stopnia	2,6
Astrocytoma III stopnia inny pacjent	2,5
Glioblastoma	2,6
Normalna tkanka mózgowa noworodka	3,0–4,5

Uzyskane wyniki wskazują, że głębokość penetracji światła jest 2 razy większa w tkankę nowotworową niż w zdrową tkankę mózgu dorosłego człowieka. Największą głębokość penetracji obserwuje się dla bardzo złośliwych szybko rosnących guzów jak np. glioblastoma. Głębokość penetracji w tkance przerzutowej była nieco niższa niż w otaczającej tkance białej mózgu.

Równowaga termiczna w tkance nowotworowej uwarunkowana jest czterema mechanizmami:

- 1) ciepłem przenoszonym drogą przewodnictwa termicznego,
- 2) ciepłem związanym z przepływem krwi w naczyniach włosowatych,
- 3) ciepłem powstałym wskutek absorpcji promieniowania optycznego,
- 4) ciepłem, które jest kumulowane lub uwalniane wskutek lokalnych zmian temperatury.

Wzrost temperatury w małych guzach podskórnych będzie większy niż w dużych guzach wrośniętych w tkankę. Jeżeli moc wiązki laserowej wynosiła 50 mW, to temperatura mierzona na brzegach guza wynosiła 39—40°C, a więc była poniżej progu dla hypertermii. Jeśli zwiększy się moc źródła naświetlającego do 300 mW, to temperatura tkanki nowotworowej może wzrosnąć do 46—50°C i czynnik hipertermiczny będzie nakładał się na czynnik fotodynamiczny.

Berns i wsp. [27] podali empiryczne wzory wiążące zależność między czasem naświetlania, energią, średnicą naświetlanej zmiany nowotworowej i mocą lasera naświetlającego:

$$t_{\min} = 13,09 \frac{\text{energia w J/cm}^2 \times (\text{średnica nowotworu})^2}{\text{moc źródła w mW}}$$

oraz zależność między gęstością mocy, mocą źródła naświetlającego i średnicą nowotworu:

$$\text{gęstość mocy w mW/cm}^2 = \frac{\text{moc w mW}}{3,14 \frac{1}{2} (\text{średnicy guza})^2}$$

dla laserów emitujących w obszarze 625—640 nm.

Przy wykorzystaniu tych równań autorzy ułożyli tabele, które wiążą czas naświetlania w zależności od wielkości naświetlanej powierzchni i mocy lasera naświetlającego, przy założeniu stałej dawki energii. Posługując się tymi zależnościami można w prosty sposób ułożyć takie tabele dla dowolnego lasera o określonej mocy dla różnych dawek energii, uwzględniając wprowadzenie, bądź nie, czynnika hipertermicznego.

Z analizy danych uzyskanych przez różnych autorów [23—27] wynika, że stosując średnią dawkę HpD zawartą między 2,5—5 mg/kg ciężaru ciała dla laserów emitujących w obszarze 625—640 nm, energia wymagana do zniszczenia zmiany nowotworowej zawarta jest między 50—100 J/cm². Wzrost temperatury w czasie naświetlania zależy od chłodzenia powierzchni guza, ukrwienia naświetlanej tkanki oraz od szybkości podawanej dawki. Jeżeli dawka energii równa 100 J/cm² podana była w ciągu 15 min, wzrost temperatury może być tak duży, że wystąpi czynnik

hipertermiczny [16, 27]. Jeżeli tą samą dawkę podać w ciągu 60 min, to nie obserwuje się istotnych zmian temperatury w naświetlanej tkance.

Jeśli naświetlanie prowadzi się przy pomocy źródła o dużej mocy, a więc w krótkim czasie, wtedy czynnik hipertermiczny odgrywa istotną rolę i działanie temperaturowe może penetrować głębiej niż działanie fotodynamiczne. Jest to związane z faktem, że penetracja termiczna w głąb tkanki jest łatwiejsza niż penetracja światła, szczególnie dla światła o mniejszych długościach fal. Przy guzach dużych objętościowo, ważne jest prowadzenie naświetlania tak, aby wystąpił czynnik hipertermiczny. Wtedy warstwy powierzchniowe guza niszczone są w efekcie działania fotodynamicznego, a głębsze warstwy guza w wyniku działania termicznego.

Dalsze postępy w fotodynamicznej terapii związane są z poszukiwaniami nowych efektywnych fotosensibilizatorów absorbujących w długofalowej części widma. Fotosensibilizatory te powinny być wzbudzane w obszarze 800—1200 nm, gdzie głębokość optycznej penetracji jest wielokrotnie większa niż dla linii 630 nm.

Metoda HpD-PDT jest obiecującą metodą diagnostyczno-terapeutyczną, gdyż używane fotosensibilizatory nie są toksyczne, teratogenne i są nisko mutagenne (efekt mutageny jest ponad 10-cio krotnie niższy niż przy konwencjonalnej radioterapii). Jednym ze znanych działań ubocznych jest fakt, że zaabsorbowana w skórze hematoporfiryna daje nadwrażliwość na światło na przeciąg 4 tygodni. W tym czasie mogą również wystąpić zaburzenia w widzeniu, o czym donosi Coffey i wsp. [28], które również występują pod wpływem światła i związane są z absorpcją barwnika we wrażliwych na światło częściach oka. Zmiany te jednak ustępują, wraz z całkowitym usunięciem hematoporfiryny z tkanek pacjenta w wyniku procesów metabolicznych.

BIBLIOGRAFIA

1. A. Policard: *Etudes sur les Aspects Offerts par des Témaurs Experimentals Examinees á la Lumiere de Woods*; Comp. Rend. Soc. Biol. 1924, 91, 1423
2. H. Auler, G. Bauzer: *Untersuchungen über die Rolle der Porphyrine bei geschwulstkranken Menschen und Tieren*. Z. Krebsforsch. 1943, 53, 65
3. A.G. Wile, J. Coffey, M.Y. Nahabedian, R. Baghdassarian, G.R. Mason, M.W. Berns: *Laser in Surg. Med.* 1984, 4, 1—4
4. M. Marciniak, Cz. Mitek, A. Samochodzka, A. Graczyk, E. Stanowski: *Badania nad absorpcją w różnych tkankach zwierząt doświadczalnych hematoporfiryny i jej pochodnych znaczonych ^{65}Zn i ^{169}Yb* , w druku Brit. J. Canc.
5. G. R. Buettner, L. Oberley: *Superoxide formation by protoporphyrin as seen by spin trapping*. FEBS Lett. 1979, 98, 18
6. S. Canistraro, A. Van de Vorst, G. Jori: *Quantum yield of electron transfer and of singlet oxygen production by porphyrins*. Photobiochem., Photobiophys. 1984 sp.
7. G.S. Cox, D.G. Whitten, C. Giannotti: *Interaction of porphyrin and metalloporphyrin excited states with molecular oxygen*. Chem. Phys. Lett. 1979, 67, 511
8. G. Jori, E. Reddi, L. Tomiot: *Factor governing the mechanism and efficiency of porphyrin — sensitiz. Red photooxidations in homogeneous solutions and organized media*, in „Porphyrin Photosensitization” by D. Kessel and T. Dougherty, Plenum Press 1983
9. M. Gouterman: *Optical Spectra and Electronic Structure of Porphyrins and Related Rings*. in „The Porphyrins” ed. by D. Dolphin, Academic Press. N.Y., London 1978 Vol. III Part A
10. R.G. Vincent, T.J. Dougherty, U. Rao, S.R. Soiron: *Hematooporphyrin Derivative in the diagnosis and tritment of lung cancer*, in „Porphyrin Photosensitization” ed. by S. Kessel, T. J. Dougherty 1983 Plenum Press

11. R. Brokfield, M. Czaw, C.R. Lambert, E.J. Land, R. Redmond, R.S. Sinclair, T.G. Truscott: „*Excited state properties of hematoporphyrin*”, in „*Porphyrins in Tumor Phototherapy*” ed. by A. Andreoni, R. Cubeddu, Plenum Press 1984
12. J. Hayata, T.J. Dougherty: *Lasers and Hematoporphyrin Derivative in Cancer*. Igaku-Shoin, Tokyo. N.Y. 1983
13. J. Hayata i wsp.: *Fiberoptic Bronchoscopic Laser Photoradiation for Tumor localization in Lung Cancer*. Chest 1982, **84**, 10
14. J. Hayata et al.: *Fiberoptic Bronchoscopic Photoradiation in Experimentally Induced Canine Lung Cancer*. Cancer 1983 **51**, 50
15. K. Aizawa i wsp.: *A New diagnostic system for malignant tumors using hematoporphyrin derivative, laser photoradiation and a spectroscopy*, in „*Porphyrin localization and treatment of tumors*” ed. by D.R. Doiron, Ch. J. Gomer, Alan Liss INC. N.Y. 1984
16. K. Aizawa i wsp.: *HpD localization using excimer laser*, in „*Photodynamic therapy of tumors and others diseases*” ed. by G. Jori, C. Perria, Libreria Progetto Editore Padova 1985
17. T. Hirano i wsp.: *Cancer diagnosis system using HpD and excimer-day-laser*, in „*Photodynamic therapy of tumors and other diseases*” ed. by G. Jori, C. Perria. Libreria Progetto Editore Padova 1985
18. H. Hisazumi, K. Naito, T. Misaki, K. Koshida, H. Jahamoto: *An experimental study of photodynamic therapy using a pulsed gold vapor laser*, in „*Photodynamic therapy of tumors and other diseases*” ed. by G. Jori, C. Perria. Libreria Progetto Editore Padova 1985
19. A. Andreoni, R. Cobeddu, S. De Silvestri, P. Laporta, O. Svelto: *Two-step laser activation of hematoporphyrin derivativ.*, Chem. Phys. Lett. 1982, **88**, 37
20. A. Andreoni, R. Cubeddu, O. Svelto: *Pulsed-laser fotoactivation of porphyrin*, in „*Photodynamic therapy of tumors and other diseases*” ed. G. Jori, C. Perria 1985
21. R.S. Bodaness, D.S. King: Biochem. Biophys. Res. Commun. 1985, **126**, 346
22. D. Jocham i wsp.: *Integral dye-laser irradiation of photosensitized bladder tumors with and of a light-scattering medium*, in „*Porphyrin localization and treatment of tumors*” ed. by D. Dorion, Ch. Gomer, Alan Liss, N.Y. 1984
23. A.E. Profio, D.R. Doiron: *Dosimetry considerations in phototherapy*. Med. Phys. 1981, **8**, 190
24. L.O. Svaasand, D.R. Doiron, T.J. Dougherty: *Temperature rise during photoradiation therapy of malignant tumors*. Med. Phys. 1983, **10**, 1
25. R. Ellingsen, L.O. Svaasand, E. Ødegard: *Photoradiation therapy of Lewislung carcinoma in B₆D₂ mice dosimetry consiobrations*. „*Porphyrins in Tumors Phototherapy*” wyd. A. Andreoni, R. Cubeddu, Plenum Press, N.Y. 1984, 213
26. L.O. Svaasand: *Thermal and optical dosimetry for photoradiation therapy of malignant tumors.*, in „*Porphyrins in Tumor Phototherapy*” ed. by A. Andreoni, R. Cubeddu, Plenum Press, N.Y. 1984
27. M.W. Berns, G.S. Berns, J. Coffey, A.G. Wile: *Exposure dose tables for hematoporphyrin, derivative photoradiation therapy*. Lasers in surgery and Medicine, 1984, **4**, 107
28. J. Coffey i wsp.: *Evaluation of visual acuity during laser photoradiation therapy of cancer*. Lasers in Surgery and Medicine 1984, **4**, 65

E. STANOWSKI, A. GRACZYK

PHOTOCHEMICAL METHODS FOR DIAGNOSTICS AND TREATMENT OF TUMOURS

Summary

The author displays ideas of diagnostics and treatment HpD-PDT, explains the mechanisms of detection of tumour tissue and of its destruction. The method of diagnostics and treatment of tumours, including the light sources and instrumentation, applied in Poland in the surgery clinic of the Military Academy of Medicine, is presented. Finally, the perspectives of the development of the method HpD-PDT, its advantages and drawbacks are considered.

Zmiany w teorii odwzorowania wywołane pojawieniem się laserów

ROMUALD JÓŻWICKI

Instytut Konstrukcji Przyrządów Precyzyjnych i Optycznych
Politechnika Warszawska

*Referat wygłoszony na II Sympozjum Techniki Laserowej
w Szczecinie, 7–10 wrzesień 1987 r.*

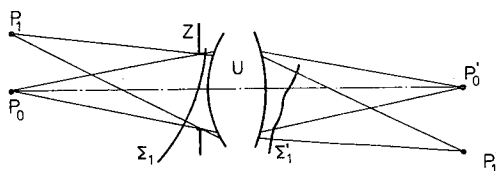
Klasyczny model odwzorowania dla oświetlenia niekoherentnego i teoria odwzorowania wiązek gaussowskich nie są spójne. Wskazano na przyczyny takiego stanu rzeczy. Na bazie modelu odwzorowania dla oświetlenia koherentnego przedstawiono wspólny model odwzorowania dla obu przypadków. W ogólnym przypadku odwzorowanie zachodzi między sferami. Dla oświetlenia niekoherentnego może być ono sprowadzone do odwzorowania między płaszczyznami.

Z punktu widzenia rozwoju techniki od momentu odkrycia lasera minęła już epoka. Pojawiło się wiele nowych przyrządów wykorzystujących wiązkę laserową [1], powstały nowe techniki pomiarowe [2], łożone są coraz większe kwoty na rozwój tej dziedziny [3, 4]. Referat można byłoby więc sprowadzić do również ciekawego porównawczego zestawienia optycznych przyrządów z epoki przedlaserowej i ich obecnych odpowiedników. W interferometrii obraz jest szczególnie pouczający. Byłoby to jednak pewnym powtórzeniem informacji pojawiających się w książkach [5], w przeglądowych artykułach [6] lub wystąpieniach na konferencjach [7]. Cel jaki sobie obrałem jest bardziej podstawowy. Przecież lasery zrewolucjonizowały tak tradycyjną dziedzinę jaką jest optyka. Jak dotychczas jednak nie udało się w sposób naturalny włączyć wiązki laserowej do teorii odwzorowania układów optycznych. Myślę tu zarówno o jej propagacji w wolnej przestrzeni, propagacji wiązki zaburzonej np. przez przysłony (propagacja tzw. obciętej wiązki gaussowskiej) czy jej transformacji przez układ optyczny. W podręcznikach wiązka gaussowska jest traktowana oddzielnie [8]. Wynika to w tym przypadku z możliwości uzyskania rozwiązania całki dyfrakcyjnej. Ale czy ta dwoistość podejścia w teorii odwzorowania jest konieczna, co więcej, czy możliwe jest jej usunięcie? Moim zdaniem w dobie powszechnej elektronicznej techniki obliczeniowej można zaproponować jednolitą teorię propagacji i odwzorowania dowolnych wiązek. W swoim referacie pragnę przedstawić stan obecny wiedzy z punktu widzenia optyka tradycyjnego i zaproponować własny model takiej teorii.

1. TEORIA ODWZOROWANIA W EPOCE PRZEDLASEROWEJ

Dominowała w tym okresie optyka geometryczna. Początki geometrycznej teorii sięgają połowy XIX-tego stulecia (prace Gaussa, Petzwała i Seidela). Istotny wkład wniósł do niej Abbe [9, 10]. Prace Herzbergera dotyczące własności dyspresyjnych szkielek optycznych [11] pozwoliły na budowę układów o dobrej korekcji chromatyzmu. Można zaryzykować twierdzenie, że w latach 50-tych obecnego stulecia wraz z upowszechnieniem elektronicznych maszyn cyfrowych i rozwojem metod optymalizacyjnych geometryczna teoria odwzorowania stała się zamkniętą. Nastąpił jeszcze rozwój układów zmiennego powiększenia, śmielsze stało się stosowanie powierzchni asferycznych, poszukiwane są do dziś technologie pozwalające na budowę układów z optyką gradientową, ale prace te tylko rozszerzają możliwości techniczne znanych już teoretycznych rozpracowań.

Model geometryczny sprowadzał się do analizy przebiegu promieni przez układ wychodzących z poszczególnych punktów przedmiotu (rys. 1.). Dla małych kątów padania promieni uzyskiwało się przybliżenie przestrzeni przyosiowej. Zgodnie z teorią geometryczną konstrukcja układu polega na takim doborze powierzchni optycznych, aby przebiegi promieni w płaszczyźnie obrazu w dostatecznie małym stopniu odbiegały od punktów przewidywanych przez teorię przyosiową.



Rys. 1. Model geometryczny odwzorowania

W modelu geometrycznym bada się właściwie zniekształcenia fal sferycznych emitowanych przez poszczególne punkty przedmiotu i transmitowanych przez układ. Np. z punktu P_1 w płaszczyźnie źrenicy wejściowej Z mamy sferyczne czoło Σ_1 . Za układem czoło fali Σ'_1 tej samej fali już nie będzie sferyczne. Model taki jest poprawny dla oświetlenia niekoherentnego, kiedy promieniowanie wychodzące z poszczególnych punktów przedmiotu nie jest skorelowane fazowo. Cała optyka wywodzi się właśnie z takiego oświetlenia. Najpierw był promień. Fala i interferencja pojawiły się znacznie później, ale też i na długo przed odkryciem lasera. Świadczą o tym takie zdarzenia jak zaproponowana przez Abbego teoria powstawania obrazu w mikroskopie [12], stosowane od ponad 100 lat metody wizualizacji przedmiotów fazowych, których ukoronowaniem było odkrycie w 1934 roku przez Zernike metody kontrastu fazowego [13] i rozwój w latach 50-tych obecnego stulecia mikroskopii interferencyjno-polaryzacyjnej [14]. Dodać do tego należy wprowadzenie przez Duffieux [15] w połowie lat 40-tych tego stulecia analizy harmoniczej do odwzorowania zarówno w świetle koherentnym jak i niekoherentnym, a także zastosowanie przez firmę Zeiss tuż przed II wojną światową cienkich warstw rozjaśniających.

Wymienione wyżej zdarzenia, choć tak istotne, nie naruszyły jednak dominacji optyki geometrycznej w optyce instrumentalnej. Były one jakby ozdobnikami powiększającymi możliwości badawcze i pomiarowe przyrządów optycznych. Na

czwartym kongresie ICO w Cambridge-Boston (USA) w 1956 roku w referacie pt. „Latest Wave in Physical Optics” [16] Zernike ubolewał nad faktem, że mimo 150-letniej historii teorii falowej światła mamy jeszcze do czynienia z tak kiepskim pojęciem jak promień. Niewątpliwie celowo przesadzał pisząc, że „Promień może mieć rację bytu jako pierwsze przybliżenie w elementarnym wykładzie optyki”, ale w ten sposób wskazywał na stan ducha fizyków. Zainteresowanie optyką fizyczną porównywał do fali przypryływowo-odpryływowej i stąd tytuł referatu, w którym wyliczał ostatnie osiągnięcia optyki fizycznej (między innymi teorię dyfrakcji i koherencji w układach optycznych) świadczące ostatecznie o jej przewadze nad optyką geometryczną. Ciekawe, że ani słowem nie wspomniał o odkryciu holografii przez Gabora w 1948 roku.

2. TEORIA ODWZOROWANIA W EPOCE LASERA

Jak wspomniałem wcześniej, laser zrewolucjonizował optykę. Rozwinęły się techniki wymagające promieniowania w wysokim stopniu koherentnego, do których można zaliczyć interferometrię, hologafię i optyczne przetwarzania informacji. Mimo, że w świetle koherentnym z powodu szumu koherentnego jakość odwzorowania w klasycznym sensie tego słowa jest znacznie niższa w porównaniu z odwzorowaniem w świetle niekoherentnym, to z powodu możliwości rejestracji fazy i filtracji częstotści przestrzennych technika światła koherentnego zdominowała współczesną optykę. Stało się to bez żadnej wątpliwości za sprawą lasera, i jest to tendencja moim zdaniem nieodwracalna. Aczkolwiek pojawiają się próby powrotu do światła niekoherentnego [17] usprawiedliwione pozbyciem się szkodliwego wpływu przypadkowych zaburzeń fazowych, ale możliwości jakie daje światło koherentne są bez porównania większe i nie wydaje się, aby kłopoty z przypadkowymi wpływami fazowymi mogły zaważyć na triumfalnym rozwoju technik koherentnych.

Dominacja światła koherentnego w małym stopniu odbiła się w teorii odwzorowania. Pozostał cały bagaż klasycznej teorii, mający swe źródło w świetle niekoherentnym, uzupełniony o teorię odwzorowania niezaburzonej wiązki gaussowskiej w przestrzeni przysioowej.

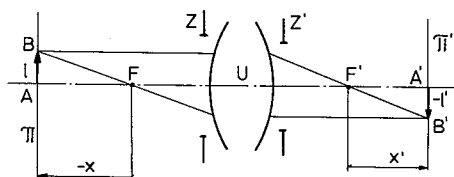
Model klasyczny

Promienie wychodzące z poszczególnych punktów płaszczyzny Π skupiają się w odpowiednich punktach płaszczyzny Π' , a więc odcinek $A'B'$ płaszczyzny Π' jest obrazem odcinka AB . Wiązki wychodzące z poszczególnych punktów płaszczyzny przedmiotu Π są ograniczone przez przysłony znajdujące się w układzie. Spośród wszystkich przysłon wyróżnia się przysłonę najbardziej ograniczającą pęki i nazywa się ją przysłoną aperturową. Obraz przysłony aperturowej dany przez część układu stojącą przed nią nazywa się źrenicą wejściową (przysłona Z na rys. 2), a przez część układu stojącą za nią — źrenicą wyjściową (przysłona Z').

Wzory pozwalające wyznaczyć obraz

$$x' = -f'^2/x \quad (1) \quad l'/l = \beta = f'/x \quad (2)$$

gdzie f' — ogniskowa układu, β — powiększenie poprzeczne. Pozostałe oznaczenia patrz rys. 2.



Rys. 2. Model klasyczny odwzorowania obrazu

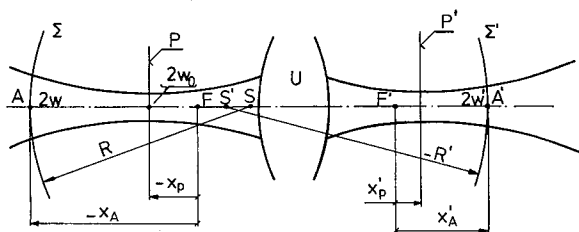
Odwzorowanie wiązki gaussowskiej

Wszystkie czoła fali gaussowskiej są sferyczne, które w szczególności w przebiegu i w nieskończoności przechodzą w czoła płaskie [18]. Wyróżnimy punkt A w przestrzeni przedmiotowej i niech w tym przekroju wiązki czoło fali Σ ma środek krzywizny w punkcie S (rys. 3). Czoło fali Σ' w przekroju przechodzącym przez punkt A' , który jest obrazem punktu A , jest również sferyczne, przy czym środek krzywizny S' tego czoła jest obrazem środka krzywizny S [19]. Położenie obrazów A' i S' wyznaczone są z zależności (1), a średnice wiązki na sferach Σ' i Σ spełniają relację (2), to znaczy

$$2w'/2w = |\beta_A|, \quad (3)$$

gdzie $\beta_A = f'/x_A$ jest powiększeniem poprzecznym układu dla punktu A [20 str. 125].

Przedstawione wyżej modele odwzorowania klasyczny i odwzorowanie wiązki gaussowskiej nie są spójne, a może nawet na pierwszy rzut oka powiedzieć, że są sprzeczne.



Rys. 3. Odwzorowanie wiązki gaussowskiej

Co więcej, ponieważ właściwości wiązki gaussowskiej można opisać za pomocą tzw. parametru konfokalnego wiązki D , wygodniej jej odwzorowanie opisywać przez wyznaczanie parametru konfokalnego D' wiązki obrazowej, tzn. definiując zgodnie z rys. 3 wielkość

$$\alpha_g = \frac{f^2}{x_p^2 + \left(\frac{D}{2}\right)^2} \quad (4)$$

gdzie x_p jest odległością przewężenia wiązki przedmiotowej od ogniska F układu, możemy napisać [20 str. 121]:

$$D' = \alpha_g D \quad (5)$$

$$x'_p = -\alpha_g x_p \quad (6)$$

Różnice między obydwooma modelami

Model klasyczny

Odwzorowanie wiązki gaussowskiej

1 odwzorowanie między płaszczyznami

odwzorowanie między sferami

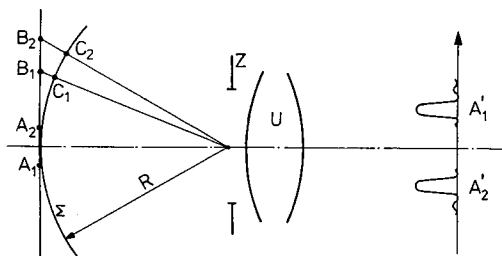
2 przysłony determinują kształt pęków

brak przysłon w układzie

Ten sposób wyznaczania parametrów wiązki obrazowej jest o tyle wygodniejszy, że przewężenie wiązki wskazuje nam na przekrój, w którym wiązka ma najmniejszą średnicę (ważna informacja konstrukcyjna), a ponadto płaszczyzna przewężenia jest płaszczyzną symetrii wiązki.

Opisany tu model odwzorowania wiązki gaussowskiej jest poprawny przy założeniu, że układ jest bezaberracyjny i ponadto średnice jego przysłon są dostatecznie duże w porównaniu ze średnicami wiązki w płaszczyznach przysłon. Wystarczy w tym przypadku, aby średnica każdej przysłony była co najmniej dwa razy większa od średnicy wiązki. Gdyby średnica przysłony była mniejsza od dwóch średnic wiązki, wówczas mówimy, że mamy do czynienia z propagacją obciętej wiązki gaussowskiej. Dla osiowego rozkładu istnieje dla niej rozwiązanie analityczne [21]. Wyznaczenie rozkładu w kierunku poprzecznym wiązki wymaga już zastosowania metod numerycznych, podobnie jak uwzględnienie aberracji układu. Po wstawieniu na drodze wiązki gaussowskiej matówki lub innego przedmiotu o pewnej transmitancji zespolonej nie możemy dalej twierdzić, że mamy do czynienia z wiązką gaussowską i w tym przypadku należałoby mówić o odwzorowaniu klasycznym przez układ optyczny, które nie jest przystosowane do światła koherentnego.

Aby to wykazać rozważmy przedmiot w postaci dwóch punktów A_1 i A_2 położonych najpierw symetrycznie względem osi (rys. 4). Gdyby te punkty świeciły



Rys. 4. Odwzorowanie przedmiotu w postaci dwóch punktów A_1 i A_2 położonych symetrycznie względem osi

światłem niekoherentnym, wówczas rozkład intensywności w obrazie dwóch punktów byłby równy sumie rozkładów intensywności poszczególnych punktów, tzn.

$$I_{2\delta} = I_1 + I_2. \quad (7)$$

W przypadku oświetlenia koherentnego mielibyśmy do czynienia z sumą amplitud zespolonych, a więc rozkład intensywności w obrazie miałby postać

$$I_{2\delta} = |V_1 + V_2|^2 = I_1 + I_2 + 2\operatorname{Re}\{V_1 V_2^*\}. \quad (8)$$

Po przesunięciu punktów do pozycji $B_1 B_2$ dla oświetlenia niekoherentnego pozostałaby zależność (7), natomiast dla oświetlenia koherentnego z uwagi na różne odległości r_1 i r_2 między odpowiednio punktami B_1 i B_2 a środkiem źrenicy Z pojawia się w obrazie różnica faz między koherentnymi promieniowaniami pochodzącymi z tych punktów i rozkład intensywności w obrazie dwóch punktów można opisać zależnością

$$I_{2\delta} = |V_1 + V_2 \exp(ik\Delta r)|^2, \quad (9)$$

gdzie $k = 2\pi/\lambda$ i $\Delta r = r_2 - r_1$.

W szczególności dla $\Delta r = \lambda/2$ w miejsce (9) będzie

$$I_{2\delta} = |V_1 - V_2|^2. \quad (10)$$

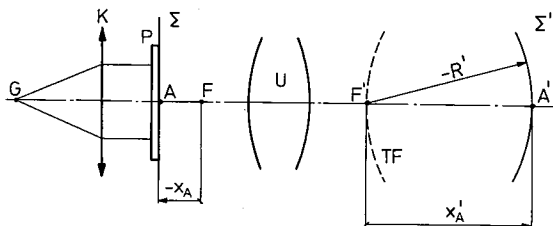
W ostatnim przypadku obraz dwóch punktów będzie rozdzielany niezależnie od odległości tych punktów [22 rozdz. 6].

Z porównania zależności (8) i (9) wynika, że dwupunktowy przedmiot $B_1 B_2$ daje inny obraz niż taki sam dwupunktowy przedmiot $A_1 A_2$ i różnica wiąże się z różnym położeniem tych par punktów w polu widzenia układu. A więc z punktu widzenia odwzorowania w oświetleniu koherentnym na rozkład amplitud i faz przedmiotu nakłada się rozkład faz związany z położeniem przedmiotu w przestrzeni przedmiotowej. Poprawki fazowej od położenia by nie było, gdyby dwupunktowy przedmiot $A_1 A_2$ był przesuwany po sferze Σ (rys. 4), gdyż w tym przypadku mamy $\Delta r = 0$. Oznacza to, że identyczne dwupunktowe przedmioty $A_1 A_2$ i $C_1 C_2$ dadzą identyczne obrazy. A więc wcześniej postawiony wniosek, że klasyczny model odwzorowania nie jest przystosowany do oświetlenia koherentnego znalazł swoje potwierdzenie. Odwzorowanie w świetle koherentnym należy rozpatrywać między sferami, a nie płaszczyznami.

3. STAN OBECNY TEORII ODWZOROWANIA DLA OŚWIETLANIA KOHERENTNEGO

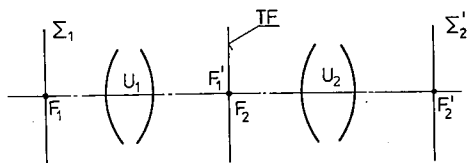
Teoria ta moim zdaniem nie jest dopracowana do końca. W codziennej praktyce korzysta się z pewnych typowych układów pozwalających realizować różnorodne zadania badawcze i pomiarowe bez wnikania w całe bogactwo teorii odwzorowania. Celem są tu realizowane zadania, w związku z czym nie było do tej pory potrzeby rozwijania teorii, jeżeli jej obecny stan był wystarczający do realizacji zadań.

Najczęściej stosuje się układ z płaską falą przedmiotową realizowaną przez źródło G umieszczone w ognisku kondensatora K (rys. 5) [23]. Jeżeli w przestrzeni przedmiotowej umieści się przedmiot P o transmitancji T , to przedmiotowy rozkład amplitud i faz $V_0 T$ (V_0 — amplituda fali padającej na przedmiot) odtworzy się w zmienionej skali na sferze Σ' . Zmiana skali określona jest przez powiększenie



Rys. 5. Układ odwzorowania z płaską falą przedmiotową realizowaną przez źródło umieszczone w ognisku kondensatora

poprzeczne układu β_A dla punktu A . Promień sfery $R' = \beta_A f'$. W płaszczyźnie ogniskowej układu mamy transformatę Fouriera rozkładu przedmiotowego $V_0 T$. Zakrzywienie powierzchni obrazowej Σ' zalicza się do niekorzystnych zjawisk, zwłaszcza wtedy, gdy rejestruje się rozkład amplitud i faz holograficznie przez interferencję z płaską falą odniesienia. Sfera Σ' przechodzi w płaszczyznę, gdy $\beta_A \rightarrow \infty$, i wtedy przedmiot P leży w ognisku F ($x_A \rightarrow 0$), a obraz leży w nieskończoności ($x'_A \rightarrow \infty$). W związku z powyższym dla uzyskania odwzorowania między płaszczyznami buduje się układy bezogniskowe z przedmiotem położonym w płaszczyźnie ogniskowej przedmiotowej układu U_1 (rys. 6).



Rys. 6. Układ optyczny procesora

Jeżeli przedmiot zdefiniowany jest na płaszczyźnie Σ_1 , to jego obraz powstaje również na płaszczyźnie, przy czym płaszczyzna ta Σ_2 leży w płaszczyźnie ogniskowej obrazowej układu U_2 . Powiększenie obrazu $\beta = -f'_2/f'_1$, gdzie f'_2 i f'_1 są ogniskowymi odpowiednio drugiego i pierwszego układu. Układ pokazano na rysunku 6 nosi nazwę procesora optycznego, gdyż w płaszczyźnie TF mamy rzeczywistą transformatę Fouriera przedmiotu, gdzie możemy dokonywać filtracji częstości przestrzennych przedmiotu. Pokazany na rys. 6 układ optyczny procesora lub jego fragment panują niepodzielnie w różnych złożeniach w technice światła koherentnego [24 ÷ 26]. W związku z tym rozpowszechnione jest nawet mniemanie, że układ optyczny realizuje transformatę Fouriera [24], co jest poważnym uproszczeniem, a w ogólnym przypadku nawet nieporozumieniem. Niewątpliwie powyższy procesor ma wiele nie-

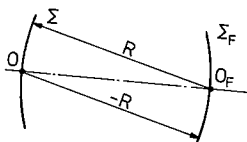
podważalnych zalet w porównaniu z innymi rozwiązaniami i trudno się dziwić, że znalazł tak powszechne uznanie. Do zalet tych można zaliczyć płaskie czoła przedmiotu, transformaty Fouriera i obrazu jednocześnie, a także niezależność położenia transformaty Fouriera, jej skali i powiększenia obrazu przedmiotu od wzdlużnych przemieszczeń przedmiotu. Jednak omawiany układ procesora jest układem teoretycznym. W praktyce ogniska F'_1 i F_2 pokrywają się z określoną dokładnością, układy U_1 i U_2 są obarczone aberracjami i mają ograniczony wymiar, czoło fali Σ_1 może być sferyczne, a nawet asferyczne i ponadto może nie pokrywać się z ogniskiem F_1 . Ogólniej można powiedzieć, że w zamierzony sposób możemy wprowadzić takie odstępstwa i w związku z tym powstaje pytanie, jakie to będzie miało wpływ na pracę procesora? W różnych publikacjach można się doszukać fragmentarycznych rozważań dotyczących przedstawionych problemów, ale do dziś nie znalazłem podręcznika a nawet publikacji konsekwentnie prezentującej odwzorowanie przedmiotu i transformaty w ogólnym przypadku.

4. PROPOZYCJA SPÓJNEJ TEORII ODWZOROWANIA DLA OŚWIETLENIA KOHERENTNEGO I NIEKOHERENTNEGO

Model jest zbudowany na bazie oświetlenia koherentnego. Dla przedmiotu oświetlonego przez pierwotne źródło odwzorowanie w świetle niekoherentnym lub częściowo koherentnym uzyskuje się przez nałożenie na siebie modeli koherentnych dla zbioru punktowych źródeł światła rozciągłego źródła. Dla przedmiotu samoświecącego w modelu koherentnym wprowadza się przypadkowy i szybko zmienny rozkład fazy w przedmiocie.

OŚWIETLENIE KOHERENTNE

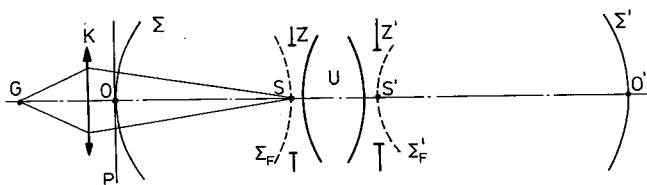
Jeżeli mamy na sferze Σ ze środkiem krzywizny w O_F pewien rozkład amplitud i faz (rys. 7), to na sferze Σ_F ze środkiem krzywizny w punkcie 0 powstaje transformata Fouriera rozkładu ze sfery Σ [27]. W szczególnym przypadku, gdy sfera Σ staje się płaszczyzną, wówczas transformata Fouriera generowana jest w nieskończoności.



Rys. 7. Sfera przedmiotowa Σ i jej transformata Fouriera Σ_F

Typowy układ odwzorowania w świetle koherentnym jest przedstawiony na rys. 8. Przedmiot P poprzez kondensor K jest oświetlony przez punktowe źródło G. Obraz źródła powstaje w punkcie S żrenicy Z. Na sferze Σ ze środkiem w S mamy rozkład amplitud i faz będący informacją o przedmiocie P. (Przedmiot w układzie z rys. 8 może być również oświetlony wiązką laserową, tylko wtedy dodatkowo pojawiają się zmiany amplitudowo-fazowe w płaszczyźnie przedmiotu związane z rozkładem amplitud i faz

w przekroju wiązki). Na sferze Σ_F ze środkiem krzywizny 0 powstaje transformata Fouriera przedmiotu. Jeżeli układ U jest bezaberracyjny i ponadto rozkład-amplitudowo-fazowy w transformacie Fouriera skupiony tak, że przysłony układu nie będą miały wpływu na propagujący się rozkład przez układ optyczny (mówi się w tym przypadku, że mamy do czynienia z układem bezaberracyjnym i nieograniczonym),



Rys. 8. Typowy układ odwzorowania w świetle koherentnym

wówczas rozkład przedmiotowy ze sfery Σ odtwarza się na sferze Σ' w zmienionej skali [28]. Punkty S' i O' w przestrzeni obrazowej są odpowiednio obrazami punktów S i O danymi przez układ. Model powyższy jest całkowicie zgodny z przedstawionym na rys. 3 modelem odwzorowania wiązki gaussowskiej, a także z modelem odwzorowania pokazanym na rys. 5. W tym ostatnim przypadku powierzchnia Σ jest płaska, a więc transformata Fouriera w przestrzeni przedmiotowej znajduje się w nieskończoności, co oznacza że w przestrzeni obrazowej będzie zlokalizowana w płaszczyźnie ogniskowej obrazowej układu.

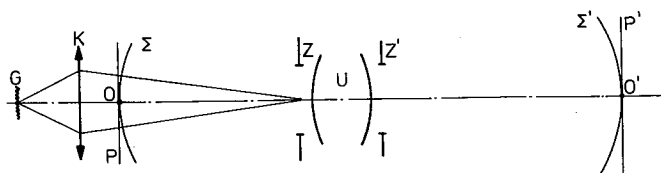
Gdy źrenica Z obcina widmo przedmiotu, wówczas można otrzymać znaną zależność splotową

$$V'_\Sigma = V_\Sigma \otimes V'_{\delta_j}, \quad (11)$$

gdzie V_Σ jest rozkładem przedmiotowym, V'_Σ — rozkładem obrazowym, V'_{δ_j} — rozkładem w obrazie punktu dla jednostkowej amplitudy. Zwraca się uwagę, że wzór (11) jest słuszny, gdy dla przedmiotowego rozkładu V_Σ ze sfery Σ poszukujemy obrazowych rozkładów V'_{δ_j} i V'_Σ na sferze Σ' .

OŚWIETLÉNIE NIEKOHERENTNE

W rozpatrywanym przypadku można ograniczyć rozważania do rozkładu amplitud, a właściwie do rozkładów intensywności, gdyż rozkłady fazowe z uwagi na ich przypadkowość i szybkozmienność uśredniają się w czasie. Źródło G jest rozciągle (rys. 9), rezultatem czego jest stała intensywność w transformacie Fouriera (w źrenicy Z).



Rys. 9. Układ odwzorowania w świetle niekoherentnym

Mamy teraz odwzorowanie rozkładów intensywności między sferami Σ i Σ' . Dla oświetlenia niekoherentnego układ musi ograniczać propagujące się pole, w związku z czym rozkład intensywności w obrazie I' wyznacza się za pomocą zależności spłotowej

$$I' = I \otimes I'_{\delta j}, \quad (12)$$

gdzie I — rozkład intensywności w przedmiocie, $I'_{\delta j}$ — rozkład intensywności w obrazie punktu dla jednostkowego oświetlenia.

W przestrzeni przyosiowej zmiana rozkładu intensywności między sferami Σ i Σ' a im odpowiadającymi płaszczyznami P i P' jest pomijalnie mała, w związku z czym można mówić równorzędnie o odwzorowaniu między płaszczyznami P i P' . Nie można tego uczynić w oświetleniu koherentnym dla rozkładów fazowych, gdyż przemieszczenie punktu odniesienia o ułamek długości fali jest już istotną zmianą fazową.

Gdy wychodzimy poza przestrzeń przyosiową, wówczas w oświetleniu niekoherentnym płaskiemu przedmiotowi odpowiada zakrzywiona powierzchnia obrazowa, co jest związane z krzywizną Petzwała. Można budować układy pozbawione krzywizny pola, ale należy zwrócić uwagę, że skorygowanie jej geometrycznie, a więc dla oświetlenia niekoherentnego, nie oznacza, że dokonaliśmy właściwej korekcji dla rozkładów amplitudowo-fazowych w oświetleniu koherentnym.

WNIOSKI KOŃCOWE

a. Celem referatu było zwrócenie uwagi na niepoprawność przenoszenia klasycznego modelu odwzorowania przez układ optyczny w obszar oświetlenia koherentnego;

b. W literaturze naukowej brak jest spójnego modelu odwzorowania dla oświetlenia koherentnego i niekoherentnego, mimo że od odkrycia lasera upłynęło już 27 lat;

c. Zarówno dla oświetlenia koherentnego (odwzorowanie rozkładów amplitudowo-fazowych) jak i niekoherentnego (odwzorowanie rozkładów intensywności) odwzorowanie należy badać między sferami. W przypadku oświetlenia niekoherentnego można rozpatrywać odwzorowanie między płaszczyznami, gdyż odwzorowania przez układ rozkładów intensywności między sferami i płaszczyznami są równoważne.

Autor referatu od kilku lat prowadzi wykład pt. „Dyfrakcyjna teoria obrazu” (45 godz. wykładu + 30 godz. ćwiczeń) na Wydziale Mechaniki Precyzyjnej Politechniki Warszawskiej dla studentów IV roku specjalizujących się w budowie przyrządów optycznych. W wykładzie tym prezentowana jest spójna teoria odwzorowania, której zręby zostały przedstawione w p. 4. Na podstawie treści wykładu został opracowany podręcznik akademicki [22].

BIBLIOGRAFIA

1. przykładowo:

a. Abbiss J.B., Marchant M.J., Marchant A.C.: *Recent applications of coherent optics in aerospace research*. Optical Engineering **15**, 202—210 (1976)

- b. *Laser gyros now in business aircraft, too*. Laser Focus, March 14 (1984)
- c. *The next generation of light microscopes combines lasers and electronic imaging*. Laser Focus, November 122—126 (1986)
- d. Suzuki T., Horikawa Y.: *Development of a real-time scanning laser microscope for biological use*. Applied Optics 25, 4115—4121 (1986)
- 2. przykładowo:
 - a. Erf R.K. (red): *Speckle metrology*. Academic Press. New York 1978.
 - b. Pluta M. (red): *Holografia optyczna*. PWN 1980
 - c. Krupke W.F., George E.V.: *Advanced Lasers for fusion applications*. Optical Engineering 17, 238—246 (1978)
 - d. Post D.: *Developments in moiré interferometry*. Optical Engineering 21, 458—467 (1982)
- 3. Hold J.: *Optics suppliers expect double-digit expansion of market to continue*. Annual optics review. Laser Focus, November 86—102 (1986)
- 4. Holmes L.: *Advances in commercial lasers 1986—87*. Laser Focus, January 38—68 (1987)
- 5. przykładowo: Arecchi F.T., Schulz-Dubois E.O. (red): *Laser Handbook*. V. 2. North-Holland Publ. Comp., Amsterdam 1972
- 6. przykładowo: Kenville R.F.: *Fifteen years of laser recording—where we've been and where we're going*. Optical Engineering 20, 330—334 (1981)
- 7. przykładowo: *Practical applications of low power lasers*. Proc. SPIE, V. 92 (1976)
- 8. O'Shea D.C.: *Elements of modern optical design*. Wiley Int. Publ. New York 1985
- 9. Abbe E.: *Über die Bestimmung der Lichtstärke optischer Instrumente*. Jenaische Zeitschr., 6, 263—291 (1871)
- 10. Abbe E.: *Über die Bedingungen des Aplanatismus der Linsensysteme*. Sitzungsber. Jen. Ges. f. Med. u. Naturwiss., Jahrg. 1879, 129—142
- 11. Herzberger M.: *Modern geometrical optics*. Rozdz. 12. Interscienc Publ., New York 1958
- 12. Abbe E.: *Beiträge zur Theorie des Mikroskops und der mikroskopischen Wahrnehmung*. Schultzes Archiv. f. mikr. Anat., 9, 413—468 (1873)
- 13. Zernike F.: *Das Phasenkontrastverfahren in der mikroskopischen Beobachtung*. Z. Physik, 36, 848—889 (1934)
- 14. Pluta M.: *Mikroskopia optyczna*. Rozdz. 13. *Mikroskopy interferencyjne*, 595—688. PWN 1982
- 15. Duffieux P.M.: *L'intégrale de Fourier et ses applications à l'optique*. Wyd. prywatne. Besancon 1946
- 16. Zernike F.: *Latest wave in physical optics*. J. Opt. Soc. Am., 47, 466—468 (1957)
- 17. Lee S.H. red: *Optical information processing*. Rozdz. 3 Rhodes W. T., Sawchuk A. A.: *Incoherent optical processing*. 70—110. Springer-Verlag, Berlin 1981
- 18. Kogelnik H., Li T.: *Laser Beams and Resonators*. Applied Optics, 5, 1550—1567 (1966) i Proc. IEEE, 54, 1312—1329 (1966).
- 19. Kogelnik H.: *Imaging of Optical Modes — Resonators with Internal Lenses*. Bell Syst. techn. J., 44, 455—494 (1965)
- 20. Jóźwicki R.: *Optyka laserów*. WNT 1981
- 21. Jóźwicki R.: *Parametric analysis of truncated gaussian beams*. Optica Acta, 30, 1011—1028 (1983)
- 22. Jóźwicki R.: *Teoria odwzorowania optycznego*. PWN (1988)
- 23. Popoulis A.: *Systems and Transforms with Applications in Optics*. MacGraw-Hill, New York 1968
- 24. Cathey W.T.: *Optyczne przetwarzanie informacji i holografia*. Rozdz. 5, *Obrazowanie i elementy realizujące transformatę Fouriera*, 90—109. WNT 1978
- 25. Soroko L.M.: *Osnovy golografii i kogerentnoj optiki*. Rozdz. 7. Wyd. Nauka, Moskwa 1971
- 26. Lee S.H. red.: *Optical information processing*. Rozdz. 2. Lee S.H. *Coherent optical processing*, 43—68. Springer Verlag, Berlin 1981
- 27. Jóźwicki R.: *The application of the vector analysis to the quasi-spherical wave scalar diffraction*. Optik, 62, 231—247 (1982)
- 28. Jóźwicki R.: *Transformation of reference spheres by an aberration free and infinitely large optical system in the Fresnel approximation*. Optica Acta, 29, 1383—1393 (1982)

R. JÓŹWICKI

CHANGE OF THE IMAGING THEORY DUE TO LASERS

Summary

The traditional simulation model for incoherent lighting and the theory of simulation of Gaussian beams are not conform. Basing on the simulation model of coherent radiation, a common model for treating both these cases is presented. In the general case, this imaging takes place between spheres. For incoherent lighting, imaging may be reduced to inter-plane imaging.

Światłowodowy w technice mikrofalowej

MIECZYSLAW SZUSTAKOWSKI

Instytut Fizyki Plazmy, Warszawa

*Referat wygłoszony na Konferencji Krajowej pt. „Światłowodowy i ich zastosowanie”
Warszawa, luty 1989 r.*

Bezpośrednia transmisja częstotliwości mikrofalowych za pomocą łączy światłowodowych jest stymulowana zarówno przez aplikacje wojskowe jak i transmisję satelitarną. Rozwijająca się technika łączności satelitarnej zwłaszcza rozprowadzanie informacji na odcinku antena—odbiorca staje się coraz częściej domeną techniki światłowodowej. Postęp prac w zakresie teorii i technologii konstrukcji światłowodów jednomodowych jak i elementów nadawczo-odbiorczych w ciągu ostatniego dziesięciolecia przesunął zakres transmisji optycznej w obszar częstotliwości 10—20 GHz. Mając podstawowe elementy transmisji optycznej rozpoczęto prace nad konstrukcją łączy i poszukiwaniem optymalnych systemów transmisji częstotliwości mikrofalowych. W publikowanych wariantach rozwiązań uwzględnia się wykorzystanie elektronicznej techniki mikrofalowej, zewnętrznej modulacji optycznej, transmisji koherentnej.

W pracy przedstawiono analizę kilku wybranych wariantów rozwiązań wskazując na możliwość bezpośredniej transmisji mikrofalowych częstotliwości. W drugiej części pracy autor wylicza niezbędny zasób elementów do realizacji transmisji mikrofalowej z wskazaniem na technologie ich realizacji.

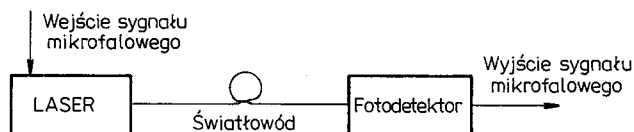
WSTĘP

Światłowodowa transmisja optyczna sygnałów częstotliwości radiowej do 10 GHz przy bezpośredniej modulacji diod i laserów półprzewodnikowych została opanowana technicznie już na przełomie lat 80-tych. Postęp w technologii światłowodów jednomodowych, które osiągnęły pasmo przenoszenia rzędu 100 GHz skłonił wiele laboratoriów do poważnych badań nad przesunięciem transmisji światłowodowej w obszar częstotliwości mikrofalowej a obecnie nawet fal milimetrowych.

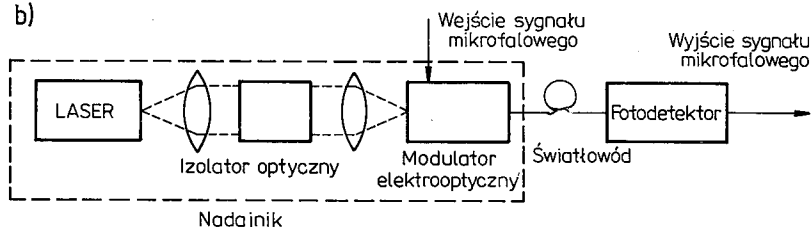
Dzięki wieloletnim pracom, zwłaszcza laboratoriów amerykańskich, nad technologią elementów optoelektronicznych przesunięto częstotliwość bezpośredniej modulacji laserów od 1—2 GHz w 1980 r. do 6 GHz w 1984 r., 10 GHz w 1986 r., 18 GHz w 1988 r. Równocześnie osiągnięto częstotliwość detekcji rzędu 25 GHz i wyżej. Graniczne możliwości bezpośredniej modulacji laserów InGaAsP na długości fali $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$ i $1,55 \mu\text{m}$ szacuje się na 25 GHz, zaś częstotliwość detekcji na 40 GHz.

Różnice wynikające z zakresu bezpośredniej modulacji źródła fali świetlnej i częstotliwości detekcji usiłuje się pokryć przez zastosowanie modulacji pośredniej stosując interferometryczne modulatory typu Macha-Zendera wykonane w technologii optyki zintegrowanej na podłożach niobianu litu. Zarówno w zastosowaniach technicznych, jak i laboratoryjnych w zakresie częstotliwości mikrofalowych stosuje się dwa systemy transmisji optycznej z bezpośrednią modulacją optycznej fali nośnej (rys. 1).

a)



b)



Rys. 1. Stosowane systemy transmisji optycznej w zakresie częstotliwości mikrofalowych a) z bezpośrednią modulacją lasera sygnałem częstotliwości mikrofalowej b) z pośrednią modulacją fali optycznej sygnałem częstotliwości mikrofalowej przy ciągłej pracy lasera

W USA są już dostępne w produkcji standardowej wszystkie elementy do budowy linii transmisji optycznej do pasma X włącznie. Na podstawie badań laboratoryjnych opublikowano prace, w których opisana jest transmisja do 40 GHz.

Oczywiste, że głównym stymulatorem rozwoju optycznej transmisji mikrofalowej były i są zastosowania wojskowe światłowodów głównie w: systemach radiolokacyjnych, łączach telekomunikacyjnych, systemach zasilania anten fazowych, optycznej obróbki sygnałów, czujnikach światłowodowych. Wojskowe zastosowania mikrofalowej techniki światłowodowej ujawniły jednak nowe możliwości wykorzystania mikrofalowej transmisji światłowodowej w zintegrowanych sieciach szerokopasmowych powszechnego użytku, zwłaszcza z wykorzystaniem transmisji cyfrowej. Publikowane w tym zakresie prace zatarły wojskowy charakter badań zastosowania światłowodów w technice mikrofalowej, a wkrótce odwrócono sytuację stawiając problem wykorzystania elektroniki mikrofalowej w profesjonalnej technice światłowodowej [1, 2].

1. MIKROFALOWE SYSTEMY TRANSMISJI ŚWIATŁOWODOWEJ

Od 10 lat producenci światłowodów jednomodowych propagują ich multigigabitowe pasmo przenoszenia jako jedną z głównych zalet torów transmisji optycznej. W praktyce jednak wykorzystywana jest zaledwie mała część tego pasma. We wczesnych latach osiemdziesiątych powodem ograniczenia wykorzystania owego pasma była mała szybkość modulacji diod elektroluminescencyjnych i laserów, a obecnie ograniczenie wynika z niedostatecznej szybkości działania komercyjnych układów elektronicznych stosowanych w cyfrowych odbiornikach, nadajnikach, multipleksach i demultipleksach. Ograniczenie prędkości działania elektroniki cyfrowej stanowi poważny próg rozwoju światłowodowych sieci video-transmisji. Transmisja video-sygnału (obrazu) cyfrowej TV wymaga szybkości transmisji 100 Mbit/s.

Komercyjny dostępny system 565 Mbit/s zajmujący tylko 5—10% pasma przenoszenia światłowodu jest jeszcze opłacalny w relacji koszt-efekt przy transmisji fonii (800 kanałów) lecz pozostaje już poza granicą opłacalności przy transmisji 4—5 kanałów video.

Nowym kierunkiem ekonomicznego rozwiązania powszechnego stosowania video-transmisji optycznej jest zastosowanie elektroniki mikrofalowej w systemach transmisji światłowodowej dla użytku powszechnego. Mariaż elektroniki mikrofalowej i transmisji światłowodowej daje natychmiast pasmo transmisji rzędu 4—8 GHz (40—80 kanałów cyfrowych video-sygnałów).

1.1 MIKROFALOWY SYSTEM TRANSMISJI ŚWIATŁOWODOWEJ Z MULTIPLEKSJĄ SUBNOŚNEJ CZĘSTOTLIWOŚCI MIKROFALOWEJ

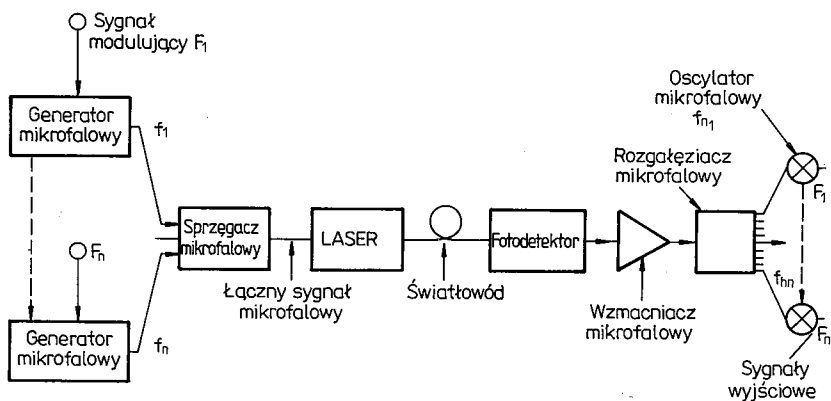
System mikrofalowej transmisji światłowodowej otrzymał w literaturze nazwę systemu multipleksji subnośnej (*microwave fiber optics — subcarrier multiplexing system*). Nazwa uwzględnia fakt, że falą nośną jest sygnał optyczny o częstotliwości 10^{14} Hz, zaś podnośną jest modulowany sygnał mikrofalowy o częstotliwości rzędu $10^9 \div 10^{10}$ Hz.

Duża liczba częstotliwości mikrofalowych $f_1, f_2, \dots, f_n$ jest bezpośrednio modulowana sygnałem analogowym lub cyfrowym. Do generacji subnośnych częstotliwości mikrofalowych „ f_n ” używa się konwencjonalnych bezpośrednio modulowanych generatorów mikrofalowych.

Łącząc sygnały f_n w sprzęgaczu mikrofalowym otrzymamy łączony sygnał mikrofalowy, który moduluje bezpośrednio intensywność promieniowania lasera dużej szybkości działania InGaAsP. Po transmisji przez szerokopasmowy światłowód jednomodowy następuje detekcja sygnału optycznego przez fotodiode GaInAs lub InAsP i wzmocnienie przez wzmacniacz mikrofalowy.

Dla wydzielenia właściwej częstotliwości podnośnej stosuje się elektroniczny odbiór heterodynowy; mieszacz i dostrajany oscylator pozwalający wyselekcjonować odpowiednią częstotliwość nośną sygnału. Wydzielony sygnał trafia do odbiornika adresata. W systemach transmisji wielokanałowej może być użyty filtr wielokanałowy dla separacji N kanałów i ich dalszej obróbki. Olszański i współpracownicy w laboratorium GTE opracowali system mikrofalowej transmisji światłowodowej z multipleksją subnośnej o paśmie przenoszenia 4 GHz, transmitujący równocześnie 50 analogowych kanałów video (w paśmie 2 GHz), 4 kanały cyfrowe video (800 MHz), 4 kanały video dużej rozdzielczości (800 MHz), 25 cyfrowych kanałów fonicznych (200 MHz) i pozostało jeszcze pasmo 200 MHz jako rezerwowe.

Przedstawiony na rys. 2 mikrofalowy system transmisji światłowodowej z multipleksją subnośnej stawia duże wymagania względem lasera, który podlega bezpośredniej modulacji częstotliwościami mikrofalowymi z pasmem modulacji również rzędu 0,5 do 1 GHz. Autorzy pracy [1, 6] zaproponowali system zmniejszający obciążenie lasera przenosząc mieszanie sygnału i subnośnej mikrofalowej do odbiornika poza optyczny tor sygnału.

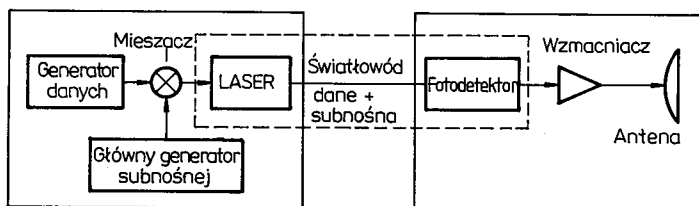


Rys. 2. Systemy mikrofalowej transmisji światłowodowej z multipleksją subnośnej

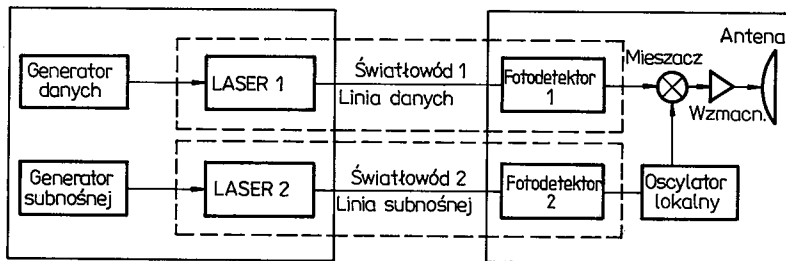
1.2. PRZENIESIENIE MIESZANIA SYGNAŁU I SUBNOŚNEJ MIKROFALOWEJ DO ODBIORNIKA

Maksymalna częstotliwość pracy systemu mikrofalowej transmisji światłowodowej z bezpośrednią modulacją ograniczona jest przez graniczną częstotliwość relaksacji lasera. Dla laserów GaAlAs częstotliwość ta wynosi 10 GHz. Przy pracy w pobliżu częstotliwości relaksacji bardzo szybko rośnie relatywny szum intensywności lasera i spada dynamika pracy łącza mikrofalowego. Konwencjonalną konfigurację światłowodowego łącza mikrofalowego przedstawia rys. 3a. W tej konfiguracji łącze światłowodowe bezpośrednio zastępuje łącze kablowe. Dynamika łącza tej konfigu-

a)



b)



Rys. 3. Konfiguracja mikrofalowych łączy światłowodowych a) układ konwencjonalny z mieszaniem sygnałów w nadajniku (MN) b) układ z propozycją mieszania sygnałów w odbiorniku (MO)

racji dla częstotliwości subnośnej 6 GHz i pasma modulacji 0,5 GHz wynosiła 22 dB. Transmitowana informacja lub dane są najpierw przetwarzane przez mieszanie z sygnałem odniesienia a następnie podawane jako częstotliwość modulacji lasera. W tym przypadku częstotliwość modulacji rośnie i laser podlega granicznemu obciążeniu przy pracy na dużych częstotliwościach. Rosną szumy łącza i spada jego dynamika pracy.

Alternatywnym rozwiązaniem zaproponowanym przez J. Koffmana i jego współpracowników [1; 6] jest przeniesienie mieszania sygnału i częstotliwości subnośnej do odbiornika, jak na rys. 3b. W tym przypadku łącze światłowodowe posiada dwa oddzielne tory światłowodowe. Jednym torem transmitowany jest sygnał informacji lub danych (typowa częstotliwość rzędu $0,5 \div 1$ GHz), zaś drugim torem biegnie subnośna mikrofalowa rzędu 10 GHz i więcej. Ponieważ subnośna nie przenosi informacji jest więc z reguły sygnałem o bardzo wąskim paśmie. Ponadto można wykorzystać nieliniową pracę lasera (sygnał nie przenosi informacji) ustawiając punkt pracy daleko poza częstotliwość relaksacji lasera. Dzięki takiej konfiguracji podwyższa się częstotliwość pracy lasera bez powiększania szumów łączenia i spadku jego dynamiki.

1.3. MIKROFALOWY SYSTEM TRANSMISJI KOHERENTNEJ

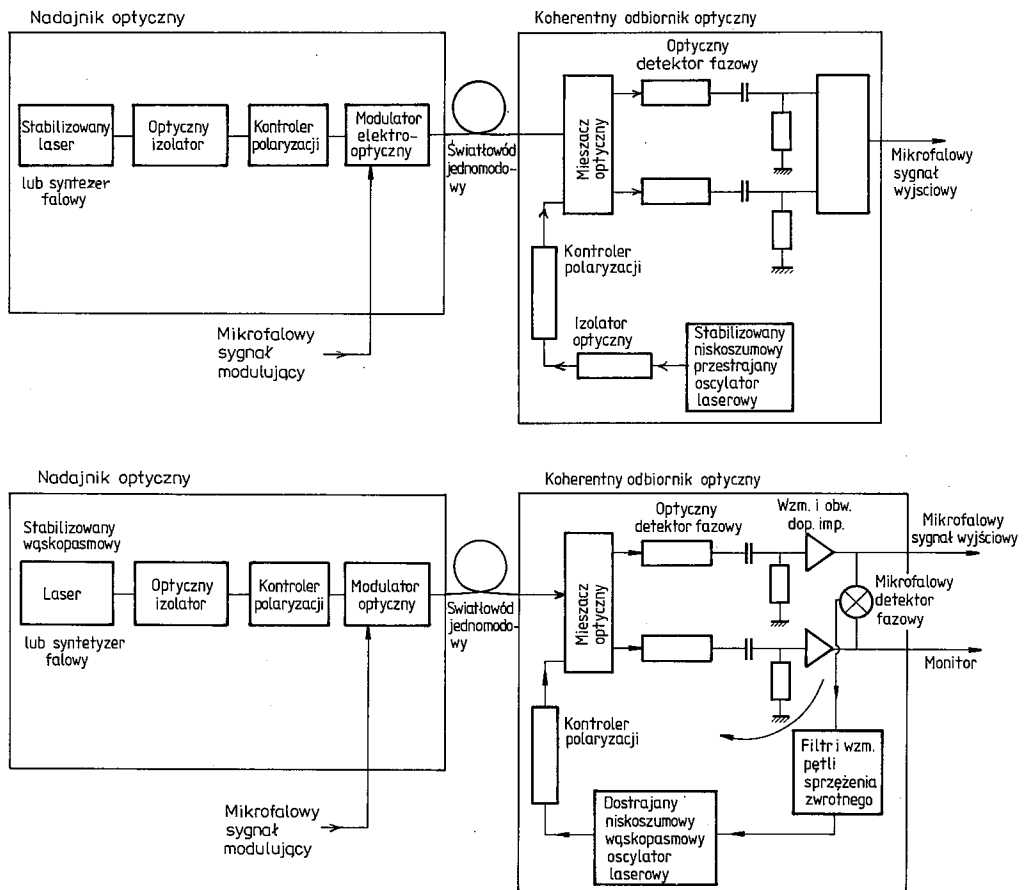
Opisane wyżej systemy mikrofalowej transmisji światłowodowej stosują bezpośrednią modulację i detekcję natężenia światła. Bezpośrednia detekcja natężenia światła posiada istotną wadę wynikającą z ograniczonej czułości fotoodbiornika i jego dynamiki działania. W systemach transmisji koherentnej stosuje się optyczną detekcję heterodynową lub homodynową, co wydatnie poprawia parametry odbiornika sygnału zwiększając dynamikę pracy łącza światłowodowego od kilku do 20 dB.

Koherentny system optyczny jest w koncepcji podobny do systemu transmisji mikrofalowej. Modulacja amplitudy, fazy i częstotliwości w koherentnym systemie optycznym realizuje się podobnie jak w systemach mikrofalowych. Również jak w systemach detekcji natężeniowej łącze światłowodowe systemu koherentnego może zastępować łącze kablowe w mikrofalowym systemie obróbki sygnału. Typowy heterodynowy i homodynowy koherentny system optycznej transmisji mikrofalowej przedstawia rys. 4.

Nadajnik optyczny w obu przypadkach zawiera stabilizowany wąskowidmowy laser półprzewodnikowy (lub syntezer falowy), izolator optyczny i elektrooptyczny modulator. Izolator optyczny ma na celu stłumienie odbić powodujących przestrajanie częstotliwościowe i natężeniowe lasera. W systemach mikrofalowej transmisji koherentnej preferowana jest zewnętrzna modulacja fali optycznej ze względu na lepszą stabilność pracy systemu. Efekt przesunięcia częstotliwości lasera pojawiający się przy mikrofalowej modulacji bezpośredniej poważnie degradowe jakość systemu koherentnego.

Modulowany fazowo (częstotliwościowo) sygnał optyczny transmituje się światłowodem jednomodowym do odbiornika. Tutaj światłowód winien spełniać warunki przenoszenia koherencji sygnału oraz fazy i polaryzacji światła. Odbiornik systemu koherentnego jest znacznie rozbudowany i zawiera w sobie lokalny oscylator —

stabilizowany niskoszumowy laser z możliwością dostrojenia falowego, kontroler polaryzacji i fazy oraz sprzęgacz optyczny. Falowodowy sprzęgacz optyczny spełnia rolę mieszacza sygnałów optycznych: wejściowego i oscylatora lokalnego przed ich wejściem do fotodetektora. Kontroler polaryzacji regulowany ręcznie lub automatycznie dostroja polaryzację obu sygnałów optycznych. Dzięki koherentnej interferencji obu sygnałów optycznych słaby sygnał odbierany zostaje wzmocniony, przy czym wzmocnienie to jest proporcjonalne do amplitudy sygnału lokalnego oscylatora. Dzięki temu wzmocnieniu poprawia się stosunek sygnału do szumu i polepsza się dynamika łąca (rys. 4).



Rys. 4. Schemat blokowy łąca mikrofalowej transmisji światłowodowej a) detekcja heterodynowa b) detekcja homodynowa

W systemie detekcji heterodynowej częstotliwości optyczne sygnału i heterodyny są różne, co ułatwia realizację układu. Natomiast w systemie detekcji homodynowej długości fal obu mieszanych sygnałów optycznych winny być równe. Prąd wyjściowy fotodetektora jest tutaj proporcjonalny do średniej mocy interferujących sygnałów optycznych. Gdy oba interferujące sygnały są koherentne to moc optyczna jak i natężenie

fotoprądu są proporcjonalne do intensywności interferujących sygnałów i do ich faz. Fazowa, częstotliwościowa i polaryzacyjna korekta sygnałów optycznych wymagana w systemie homodynowym sprawia wiele trudności w realizacji odbiornika optycznej detekcji homodynowej.

1.4. UWAGI

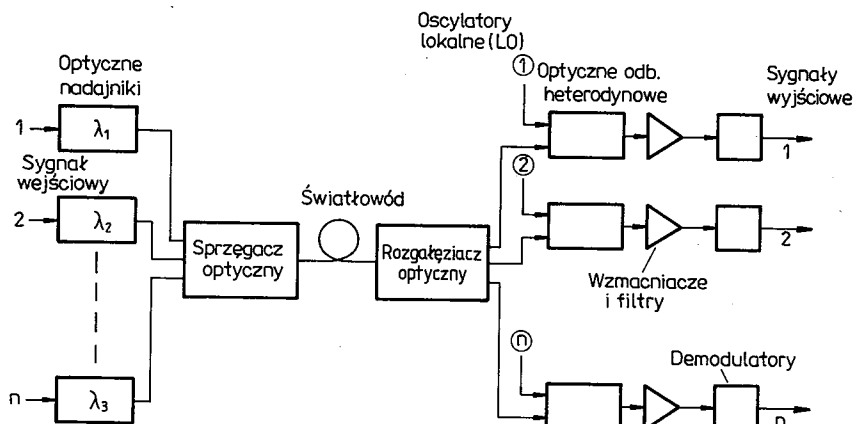
Opisane wyżej sposoby modulacji i detekcji sygnałów optycznych w łączach transmisji mikrofalowej różnią się w przybliżeniu o rząd wielkości w zakresie polepszenia stosunku sygnał-szum jak i dynamiki łącza.

W skali decybelowej można dla ogólnego porównania przedstawić dynamikę łącza w odniesieniu do detekcji bezpośredniej (natężeniowej) heterodynowej i homodynowej, jak $1 \div 10 \div 20$ dB. Dlatego mimo istotnej zmiany wymagań technicznych w odniesieniu do światłowodu jako toru transmisji koherentnej sygnału optycznego, wymagań stabilności częstotliwościowej pracy laserów w systemie transmisji koherentnej, komplikacji w konstrukcji i budowie odbiornika optycznej detekcji hetero- i homodynowej — systemy transmisji koherentnej są zdecydowanie preferowane w realizacji mikrofalowej transmisji światłowodowej.

Realizacja praktyczna systemu mikrofalowej koherentnej transmisji światłowodowej wymaga połączenia szczytowych osiągnięć w obecnym rozwoju technologii laserów i detektorów półprzewodnikowych InGaAsP, technologii elementów optyki zintegrowanej na podłożach LiNbO₃, technologii światłowodów jednomodowych transmisji koherentnej i technologii elektroniki mikrofalowej.

1.5. MIKROFALOWY UKŁAD TRANSMISJI ŚWIATŁOWODOWEJ Z MULTIPLEKSJĄ FALOWĄ

Układem łączącym w sobie zalety poprzednio opisanych jest układ wykorzystujący multipleksję falową przedstawiony na rys. 5. Światłowod jednomodowy z płaską charakterystyką dyspersyjną umożliwia jednocześnie niezależną transmisję sygnałów



Rys. 5. Mikrofalowy układ transmisji światłowodowej z wykorzystaniem multipleksji falowej

na różnych długościach fali optycznej w przedziale widma optycznego $1,3 \div 1,55 \mu\text{m}$.

Pasmo przenoszenia modulacji sygnału optycznego dla każdej długości fali zostaje zachowane. Sygnały mikrofalowe można podawać oddzielnie na kilka laserów pracujących na różnych długościach fal i transmitować je jednym światłowodem. Po rozdzieleniu optycznym łączonego sygnału na poszczególne odbiorniki optyczne, właściwą informację odczytuje się przez dostrojenie odpowiedniej heterodyny optycznej do właściwej częstotliwości sygnału.

2. ELEMENTY ELEKTROOPTYCZNE I OPTYCZNE SYSTEMÓW MIKROFALOWEJ TRANSMISJI ŚWIATŁOWODOWEJ

Opisane wyżej systemy mikrofalowej transmisji światłowodowej można ogólnie podzielić na dwa rodzaje:

- systemy transmisji niekoherentnej (jak na rys. 1),
- systemy transmisji koherentnej (jak na rys. 4, 5).

Oba systemy różnią się istotnie ilością i jakością elementów i podzespołów optycznych stosowanych do ich budowy. System transmisji niekoherentnej opiera się na bezpośredniej nateżeniowej modulacji i detekcji optycznej (rys. 3).

Łączy światłowodowe transmisji niekoherentnej zawiera:

- nadajnik i odbiornik elektrooptyczny z półprzewodnikowym laserem i fotodetektorem,
- światłowód jednomodowy optymalizowany na minimum dyspersji w określonym zakresie długości fali,
- złącza światłowodowe,
- modulator elektrooptyczny w przypadku stosowania modulacji zewnętrznej (rys. 1b).

W systemie transmisji koherentnej stosuje się heterodynową lub homodynową detekcję sygnału optycznego. W tym przypadku trakt optyczny winien prowadzić transmisję fali optycznej z zachowaniem jej koherencji, fazy i polaryzacji. Ponadto stosowane w systemie lasery półprzewodnikowe wymagają stabilizacji częstotliwościowej i pracy jednomodowej. Zatem w skład transmisji koherentnej wchodzi:

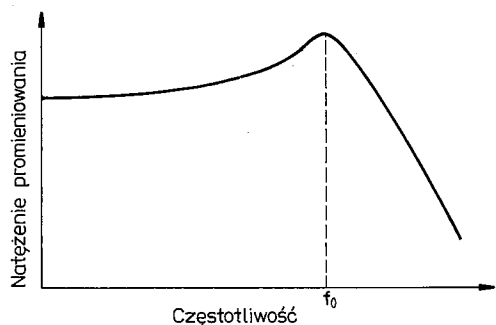
- nadajnik optyczny z laserem jednomodowym stabilizowanym termicznie,
- odbiornik optyczny o niskim poziomie szumów,
- światłowód jednomodowy z zerową dwójłomnością lub specjalnie profilowaną dwójłomnością (przenoszący polaryzację) i optymalizowany na minimum dyspersji w przedziale określonej długości fali,
- złącza światłowodowe przenoszące polaryzację,
- modulator elektrooptyczny,
- izolator optyczny,
- kontroler polaryzacji,
- przesuwnik fazy (częstotliwości),
- sprzęgacz (mieszacz) optyczny.

Przedstawione wyżej elementy są opracowane i wytwarzane przez kilka laboratoriów i firm w świecie lecz nadal trudno je uważać za powszechnie dostępne nawet w obrębie

państw zachodnich. Ponadto cechy elementów z parametrami mikrofalowymi są z reguły o rząd wyższe od elementów używanych w systemach z megahercową modulacją sygnału optycznego. Niżej podamy podstawowe cechy i zasady działania poszczególnych elementów.

2.1. NADAJNIKI I ODBIORNIKI OPTYCZNE MIKROFALOWEJ CZĘSTOTLIWOŚCI MODULACJI

Zasadniczym elementem optoelektronicznych urządzeń nadawczo-odbiorczych jest laser i fotodetektor półprzewodnikowy. Fizyczną podstawą działania laserów jest wymuszona emisja promieniowania, co różni je zasadniczo od zasady działania generatorów mikrofalowych. Natężenie promieniowania laserów półprzewodnikowych może być modulowane bezpośrednią zmianą prądu zasilania. Częstotliwość modulacji określa czas rekombinacji nośników w procesie stymulowanej emisji, który w laserach półprzewodnikowych jest rzędu nanosekund lub mniej. Dzięki temu lasery półprzewodnikowe stanowią źródła światła z możliwością bezpośredniej modulacji natężenia w zakresie częstotliwości mikrofalowych.



Rys. 6. Zależność odpowiedzi lasera półprzewodnikowego przy bezpośredniej modulacji w funkcji częstotliwości

Częstotliwość graniczną modulacji lasera determinuje jego częstotliwość relaksacji lub rezonansu oznaczoną f_0 na rys. 6. Występujący na rysunku pik w odpowiedzi częstotliwościowej lasera jest wynikiem oddziaływania pola optycznego w laserze i rozkładu wstrzykniętych nośników w obszar generacji lasera. Natężenie promieniowania lasera gwałtownie maleje a szum lasera gwałtownie rośnie przy częstotliwości modulacji większej od częstotliwości relaksacji f_0 . Częstotliwość relaksacji f_0 wyraża się zależnością:

$$f_0 \propto \frac{Ad_T P_b}{L \cdot d_M}$$

gdzie: P_b — moc wyjściowa optyczna lasera,
 d_T i d_M — wewnętrzne straty i straty na lustrach lasera,
 A — stała wzmacnienia,
 L — długość rezonatora.

Czas relaksacji f_0 można zatem zwiększyć skracając rezonator optyczny lasera (L) i ustawiając pracę na maksymalną moc promieniowania lub zwiększając wzmacnienie

przez zwiększenie gęstości wstrzykiwanych nośników w obszar aktywny lasera. Maksimum mocy promieniowania ograniczają efekty termiczne. Ponadto występują pasożytnicze pojemności i indukcyjności ograniczające również f_0 .

W efekcie, graniczną częstotliwość modulacji lasera warunkuje użyty materiał, technologia wykonania i konstrukcja obudowy. Lasery InGaAsP osiągają częstotliwość ciągłej modulacji do 25 GHz w temperaturze pokojowej, zaś częstotliwość modulacji laserów GaAlAs sięga 10 GHz. Fizyczne możliwości w zakresie częstotliwości fotodetekcji są korzystniejsze niż modulacji promieniowania laserów. Głównym ograniczeniem fizycznym jest czas przejścia nośników w obszarze roboczym diody, pojemność diody i efekty pasożytnicze.

Istnieje możliwość optymalizacji względem czułości fotodiody i pasma detekcji. Czułość jest proporcjonalna do powierzchni czynnej diody, ale większe rozmiary powierzchni to większa pojemność diody i w konsekwencji mniejsza częstotliwość pracy. Optymalizacja tych dwóch parametrów zależy od przeznaczenia diody. Fotodiody GaAs (0,9 μm) mogą osiągać częstotliwość detekcji do 20 GHz, zaś diody InGaAs typu p-i-n pracują do częstotliwości 36 GHz.

Konstrukcja obudowy zarówno lasera, jak i fotodetektora oraz elektroniczne układy zasilania mają istotne znaczenie w osiągnięciu potencjalnych częstotliwości pracy obu elementów. Elektroniczny układ modulacji lasera winien zapewnić maksimum prądu przy minimalnej impedancji lasera i bez wprowadzenia rezonatorów w obszarze pasma modulacji. Fotodetektor częstotliwości mikrofalowej wymaga z kolei szerokopasmowych wzmacniaczy o ekstremalnie niskim poziomie szumów. Najczęściej używa się zestawu GaAs-FET. W obu urządzeniach nadawczych i odbiorczych wymagane są doskonałe układy sprzężenia z elektroniką mikrofalową formowania i obróbki sygnału elektrycznego.

2.2. MIKROFALOWE ŁĄCZE TRANSMISJI ŚWIATŁOWODOWEJ

Łącze transmisji optycznej różni się istotnie od mikrofalowego łącza kablowego z powodu kwantowej natury światła i natury fizycznej szumów generowanych przez źródła promieniowania optycznego — lasery i generatory mikrofal. Generator optyczny — laser wytwarza około 10^{15} fotonów/sek o energii $2 \cdot 10^{-19}$ J każdy ($\lambda = 1 \mu\text{m}$). Generator mikrofalowy wytwarza z kolei około 10^{24} fotonów/sek o energii rzędu $4 \cdot 10^{-24}$ J.

Podstawowy szum termiczny odbiornika opisuje funkcja rozkładu (rys. 7) w postaci:

$$N_B = hf \exp hf/KT - 1^{-1} \quad [\text{W/Hz}]$$

gdzie: wartość $KT = 4 \cdot 10^{21}$ [W/Hz] — widmowa gęstość szumów. W odbiornikach mikrofalowych $hf \ll KT$, zatem foton mikrofalowy ma mniejszą energię od poziomu szumów termicznych.

W odbiornikach optycznych $hf \ll KT$ i każdy foton optyczny posiada znacznie większą energię niż szum termiczny. W konsekwencji szum termiczny jest czynnikiem ograniczającym dla detekcji mikrofalowej. Dla detekcji optycznej czynnikiem ograni-

czającym jest poziom szumu kwantowego (śrubowego), z reguły niższy niż poziom szumu termicznego. Poziom szumu kwantowego określa się ze statystycznego opisu fotodetekcji i wyraża się zależnością:

$$P_E = \exp[-E_d/hf]$$

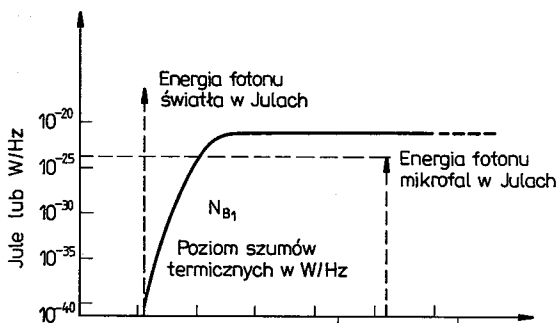
gdzie: P_E jest prawdopodobieństwem błędu lub prawdopodobieństwem, że foton o energii E_d nie wytworzy w obszarze czynnym fotodetektora pary elektron-dziura. Dla stopy błędu np. 10^{-9} $E_d = 21 hf$, czyli odbiornik winien otrzymać 21 fotonów by mieć pewność, że zostanie wygenerowana para nośników prądu.

Graniczna średnia wartość detekowanej mocy optycznej wynikająca z ograniczenia przez szum kwantowy wynosi:

$$P_s = 10,5 hf \cdot B \quad [\text{W}]$$

gdzie: B — szybkość transmisji w bit/sek.

Przy szybkości transmisji 1 Gbit/s graniczna moc detekcji wynosi — 57 dBm (kilka nW).



Rys. 7. Energia fotonów i poziom szumów termicznych

Fotoodbiorniki z bezpośrednią (natężeniową) detekcją odbierają sygnały optyczne o poziomie 15—20 dB wyższym od granicznej mocy detekcji (rzędu 100 nW). Detekcja koherentna (heterodynowa i homodynowa) oferuje czułość detekcji zbliżoną do poziomu ograniczenia szumu kwantowego. Parametr szumów fotoodbiornika w odróżnieniu od odbiornika kablowego nie definiuje się w stopniach temperatury (rys. 7).

Tabela 1 przedstawia porównanie łącza mikrofalowego kablowego i światłowodowego.

Lasery półprzewodnikowe jako generatory promieniowania optycznego podlegają działaniu znacznie większej ilości efektów degradujących jednorodność strumienia optycznego niż generatory mikrofalowe. Poza szumem kwantowym jako czynniki szumotwórcze w laserach występują: efekt wzbudzenia modów podłużnych, efekt przeskoku modów podłużnych i poprzecznych, szum modowy, efekt odbicia od końca światłowodu. Powyższe efekty mają wielce negatywny wpływ na pracę łącza światłowodowego zwłaszcza w systemie transmisji koherentnej. W generatorach mikro-

Tabela 1.

Porównanie mikrofalowej transmisji kablowej i optycznej

Parametr	Transmisja kablowa (szum termiczny)	Transmisja optyczna (szum kwantowy)
pasmo	5 cm 30 MHz	1 m 1 GHz
poziom szumów	6dB	20 dB
minimalny sygnał	$48 \cdot 10^{-11}$ W dla 30 dB-s/N	$2 \cdot 10^{-7}$ W dla 10^{-10} BER
modulacja, wzmacnienie	64 o AM 100 dB	2 ASK 30 dB
moc transmitowana	4,8 W	0,2 dB
energia/foton	$4 \cdot 10^{-24}$ J	$2 \cdot 10^{-19}$ J
ilość fotonów/s	$1,2 \cdot 10^{24}$	10^{15}
ilość kanałów fonicznych	2000	16000

falowych wymienione efekty są małe lub zgoła nie występują. Ponadto układy stabilizacji generatorów mikrofal są znacznie lepiej opanowane niż stabilizacji laserów półprzewodnikowych. W tym względzie oczekuje się udziału techniki mikrofalowej w usprawnianiu konstrukcji nadajników i odbiorników elektrooptycznych.

2.2. FALOWODY OPTYCZNE — ŚWIATŁOWODY

Transmisja fali świetlnej w falowodzie optycznym polega na utrzymaniu strumienia światła w rdzeniu falowodu. Rdzeń falowodu stanowi ośrodek optycznie przezroczysty o większym współczynniku załamania niż otoczenie rdzenia zwane płaszczem. Całkowite odbicie światła padającego pod kątem mniejszym od granicznego na powierzchnię rozdziału rdzenia i płaszczka stanowi podstawowe prawo fizyczne optycznej transmisji falowodowej.

W technice transmisji optycznej używa się falowodów włóknistych o przekroju kołowym rdzenia i płaszczka, jak na rys. 8, zwanych światłowodami i falowodów paskowych o przekroju poprzecznym rdzenia w kształcie prostokątnym lub owalnym. Podstawowym materiałem światłowodów jest szkło kwarcowe SiO_2 , zaś falowody paskowe są wykonywane w formie kilkucentymetrowych odcinków w podłożach szklanych, krzemowych i monokryształów np. LiNbO_3 .

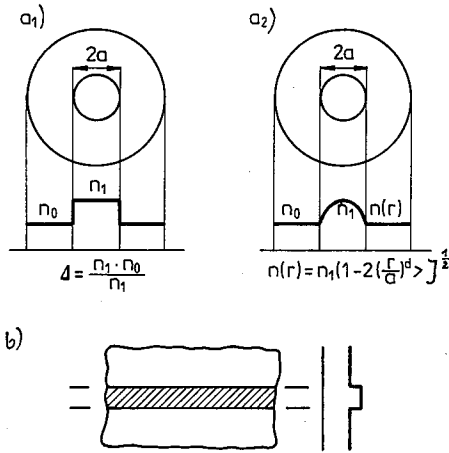
Analiza propagacji światła w falowodach optycznych jest podobna jak analiza falowodów mikrofalowych. Podstawą analizy jest rozwiązanie równań Maxwella w ośrodku poprzecznie ograniczonym. Rozwiązanie analityczne przedstawia modowy charakter transmisji fali optycznej w światłowodzie. Występujące rodzaje modów (Tab. 2) podane jak w falowodach metalowych z tym, że jest ich znacznie więcej.

Pola optyczne poszczególnych modów opisują funkcje Bessela. Argumentem funkcji Bessela jest znormalizowana częstotliwość optyczna:

$$V = 2\pi a n_1 \sqrt{2\Delta/\lambda}$$

zwaną liczbą falową. Występujące we wzorze oznaczenia podane są na rys. 8.

W granicach wartości 0 V 2,405 występuje pojedynczy mod podstawowy HE₁₁. Mod ten w rzeczywistości składa się z dwóch modów o jednakowej stałej propagacji $\beta_{\perp} = \beta_{\parallel}$ lecz różnej wzajemnie prostopadłej polaryzacji pola elektrooptycznego.



Rys. 8. Rodzaje falowodów optycznych a) falowody włókniste — a₁ — o skokowym rozkładzie współczynnika załamania — a₂ — o gradientowym rozkładzie współczynnika załamania b) falowód paskowy

Transmisję jednomodową osiąga się przez odpowiednie zmniejszenie promienia rdzenia światłowodu „a” lub różnicy współczynników załamania „Δ”, a najczęściej optymalizują się wartości „a” i „Δ” dla danej długości fali. Światłowody jednomodowe dla długości fali $\lambda = 0,9, 1,3$ i $1,55 \mu\text{m}$ mają średnice rdzenia odpowiednio 7, 9 i $11 \mu\text{m}$. Standardowa średnica rdzenia światłowodu wielomodowego wynosi $50 \mu\text{m}$ zaś płaszcz $125 \mu\text{m}$.

Liczba modów w światłowodzie o skokowej zmianie współczynnika załamania dana jest wyrażeniem:

$$N \approx 1/2 \cdot V^2$$

Światłowody z rozkładem gradientowym współczynnika załamania prowadzą liczbę modów o połowę mniejszą od światłowodów skokowych. Straty transmisji na jednostkę światłowodu zależą od długości fali optycznej. Fizyczną przyczyną strat jest absorpcja i rozproszenie światła. Ograniczenie transmisji występuje od strony fal

Tabela 2.

Mody niższego rzędu w światłowodach i wartość ich odcięcia — V

HE ₁₁	HE ₂₁ TM ₀₁ HE ₀₁	HE ₁₂	HE ₂₂ TM ₀₂ TE ₀₂	HE ₁₃	HE ₂₃ TM ₀₃ TE ₀₃
------------------	--	------------------	--	------------------	--

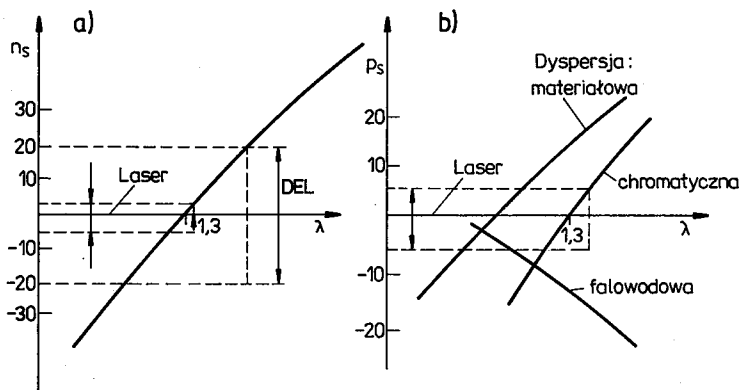
2,405 3,832 5,520 7,016 8,654 10,173

normalizowana częstotliwość V

krótkich w granicach $0,4\text{--}0,6\text{ }\mu\text{m}$ i od strony fal długich powyżej $1,6\text{ }\mu\text{m}$. W przedziale widmowym $0,6\text{--}1,6\text{ }\mu\text{m}$ występują okna transmisji z minimum tłumienia dla długości fal $0,8\div 0,9\text{ }\mu\text{m} - 2\div 3,5\text{ dB/km}$; $1,3\text{ }\mu\text{m} - 0,5\text{ dB/km}$; $1,55\text{ }\mu\text{m} - 0,2\text{ dB/km}$.

Podstawowym parametrem warunkującym przydatność światłowodów w optycznej transmisji mikrofal jest ich pasmo przenoszenia. Szerokość pasma przenoszenia torów optycznych określa dyspersja sygnału optycznego. Występują dwa rodzaje dyspersji — międzymodowa i chromatyczna. W odniesieniu do światłowodów wielomodowych uwzględnia się głównie dyspersję międzymodową, której wartość jest rzędu kilku nanosekund.

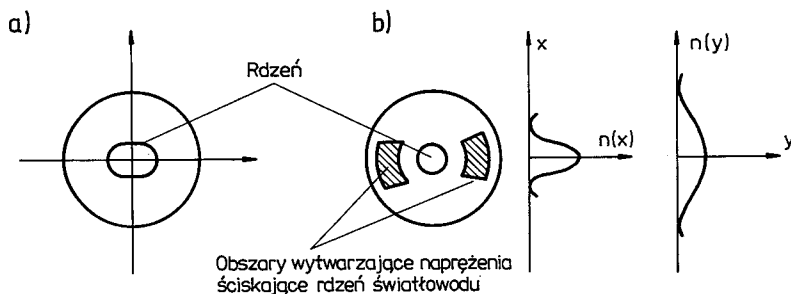
W światłowodach jednomodowych występuje tylko dyspersja chromatyczna składająca się z kolei z dyspersji materiałowej (dodatniej) i falowodowej ujemnej dla długości fali $\lambda > 1,27\text{ }\mu\text{m}$. Dzięki różnicy znaków dwóch składowych dyspersji, chromatycznej można konstruować światłowody jednomodowe o zerowej dyspersji, dla określonej długości fali w przedziale $1,3 < \lambda < 1,55\text{ }\mu\text{m}$. Na rys. 9 przedstawiono typowe charakterystyki dyspersyjne światłowodów. Wartość dyspersji łączy światłowodowego określa charakterystyka dyspersyjna światłowodów i pasmo optyczne stosowanego źródła światła (rys. 9).



Rys. 9. Charakterystyki dyspersyjne światłowodów a) wielomodowych — dyspersja międzymodowa b) jednomodowych — dyspersja chromatyczna (materiałowa i falowodowa)

Diody elektroluminescencyjne z reguły mają pasmo generacji rzędu $(40\text{--}100)\text{ }\mu\text{m}$, co ogranicza pasmo przenoszenia łączy optycznego światłowodów gradientowych do rzędu kilkuset MHz. Stosując lasery, których pasmo generacji jest rzędu kilku nanosekund lub znacznie mniej można już w tym samym łączy ze światłowodem gradientowym uzyskać pasmo GHz. Podstawowym jednak światłowodem dla transmisji częstotliwości mikrofalowych jest światłowod jednomodowy, przy użyciu którego bez większych trudności uzyskuje się łączy o transmisji kilkunastu, a nawet kilkudziesięciu GHz. Osobny problem technologiczny stanowią światłowody do systemów transmisji koherentnej. Ten rodzaj transmisji wymaga zachowania polaryzacji światła. Telekomunikacyjny światłowod jednomodowy ma zazwyczaj wiele niejednorodności kształtu średnicy rdzenia, powodujących sprzężenie obu polaryzacji modu podstawowego, co degraduje polaryzację transmitowanej fali optycznej.

Są dwa główne rozwiązania problemu transmisji polaryzacji. Pierwszy polega na doskonaleniu światłowodu o kołowej symetrii współczynnika załamania przez niwelację przypadkowych dwójłomności, co osiąga się przez obrót preformy w procesie wyciągania. Drugie rozwiązanie jest wprost przeciwne — celowo wprowadza się asymetryczny rozkład współczynnika załamania wyróżniając osie X i Y, jak na rys. 10.



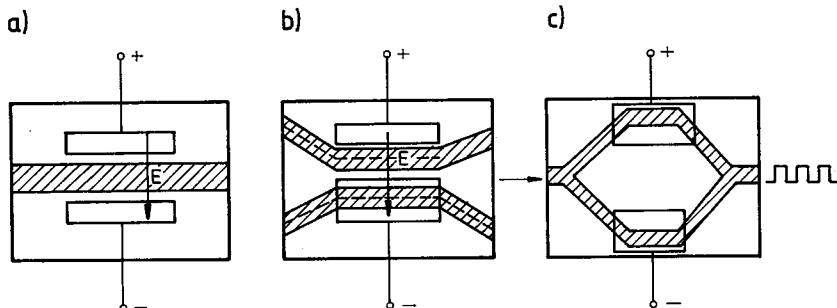
Rys. 10. Światłowody przenoszące polaryzację a) z niesymetrycznym kształtem rdzenia b) z niesymetrycznym kołowo rozkładem współczynnika załamania

Separując w ten sposób mody różnej polaryzacji wzbudza się jedną z wybranych polaryzacji, która winna być doprowadzona do odbiornika. Oba rozwiązania są opisane w licznych publikacjach w zależności od konkretnych zastosowań.

2.3. OPTYCZNE UKŁADY ZINTEGROWANE

Elementy optyczne spełniające funkcję modulacji, kontroli polaryzacji i fazy, sprzęgania (mieszania) i rozdzielania sygnałów optycznych są realizowane technologią optyki zintegrowanej z wykorzystaniem falowodów paskowych (rys. 11). W systemach mikrofalowej transmisji światłowodowej często stosuje się modulatory elektrooptyczne. W zastosowaniu jest kilka rodzajów modulatorów przedstawionych na rys. 11 wykonanych na podłożach niobianu litu. Częstotliwość modulacji publikowanych modulatorów wynosiła do kilku GHz.

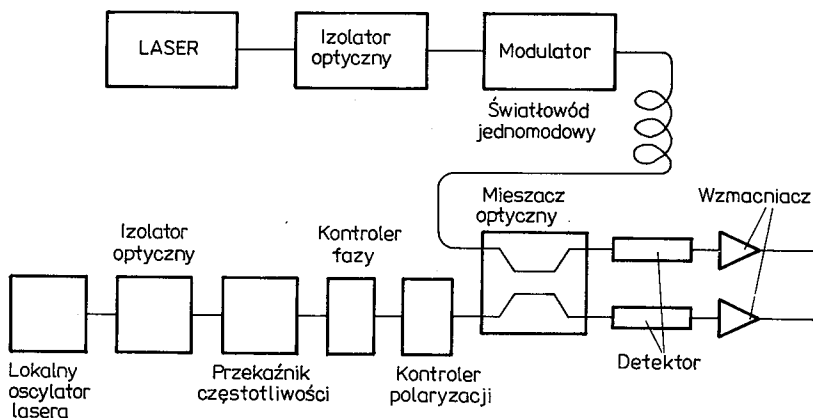
W systemach transmisji koherentnej dąży się do konstrukcji zintegrowanego elementu dla odbiornika elektrooptycznego integrującego na jednym podłożu elemen-



Rys. 11. Modulatory elektrooptyczne na podłożu niobianu litu

ty kontroli polaryzacji, fazy i sprzęgania. Na rys. 12 przedstawiono typowy układ optyki zintegrowanej dla transmisji koherentnej.

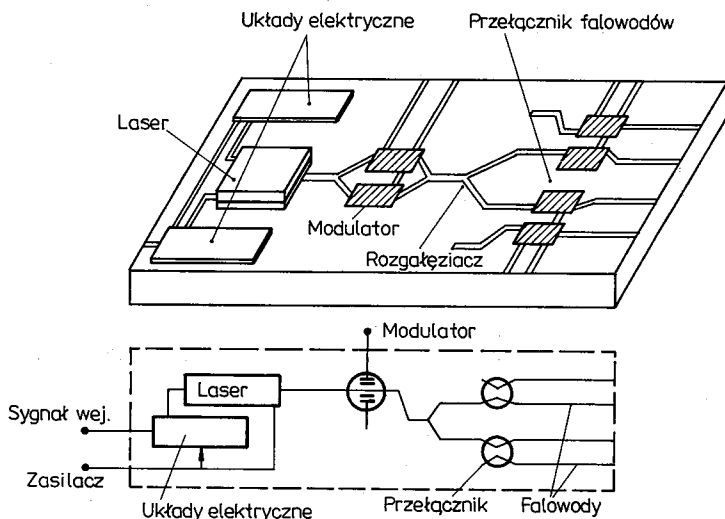
Dąży się również do hybrydyzacji planarnych układów optycznych i elektrooptycznych na GaAs lub InGaAsP w celu otrzymania kompletnych elementów optoelektronicznych jako podzespołów włączonych w strukturę łączy światłowodowych. Rys. 13



Rys. 12. Zintegrowany układ optyczny projektowany dla odbiornika optycznego transmisji koherentnej

ilustruje hybrydową koncepcję nadajnika mikrofalowej transmisji światłowodowej z modulacją zewnętrzną.

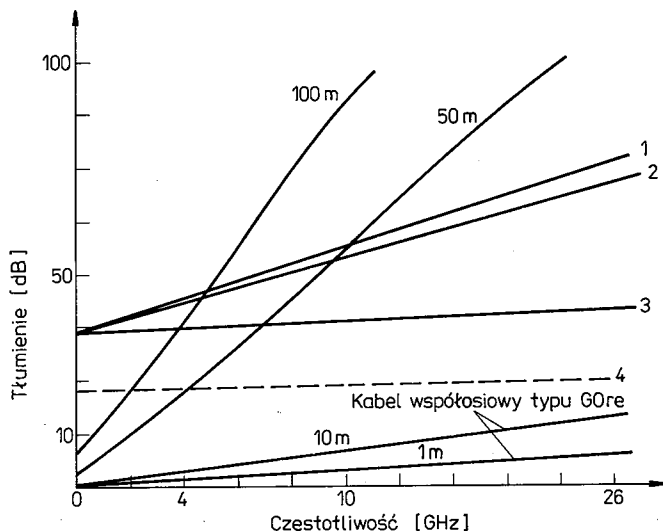
Problemem technologicznym jest uzyskanie małostratnych połączeń optycznych zarówno w układach hybrydowych, jak i przy łączeniu światłowodów cylindrycznych i paskowych. W tym ostatnim przypadku uzyskuje się połączenia ze stratą poniżej 1 dB.



Rys. 13. Koncepcja hybrydowego nadajnika mikrofalowej transmisji światłowodowej z modulacją pośrednią

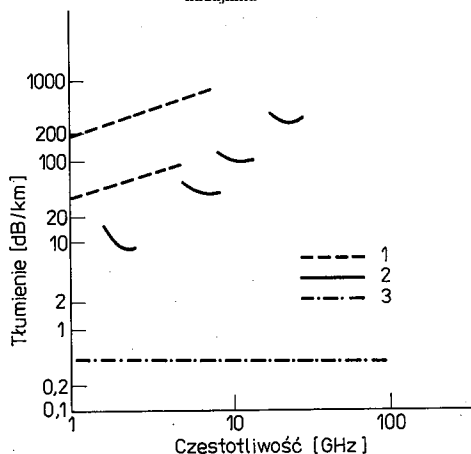
3. PORÓWNANIE WŁASNOŚCI TRANSMISYJNYCH MIKROFALOWYCH ŁĄCZY KABLOWYCH I ŚWIATŁOWODOWYCH

Autorzy pracy [1; 6] badając sprawność transmisji częstotliwości mikrofalowych łączem światłowodowym dokonali porównania transmisji dwóch konfiguracji łączy światłowodowych przedstawionych na rys. 13 i łączy mikrofalowego kablowego. Wybrano kabel doskonałej jakości typu GORE w cenie 500 USD/m. Częstotliwość subnośnej transmisji wynosiła 1 do 26 GHz, zaś częstotliwość modulacji 0,7 GHz. Wyniki przedstawiono na rys. 14.



Rys. 14. Porównanie własności transmisyjnych w zakresie mikrofal: kabla współosiowego wysokiej jakości z liniami światłowodowymi

1 — łącze optyczne 50 m, konfiguracja: mieszacz w nadajniku, 2 — łącze optyczne 1 m, konfiguracja mieszacz w nadajniku, 3 — łącze optyczne 50 m, konfiguracja mieszacz w odbiorniku, 4 — łącze optyczne 50 m, konfiguracja mieszacz w odbiorniku plus dopasowanie nadajnika



Rys. 15. Porównanie tłumienia kabli, falowodów metalowych i światłowodów jako torów transmisji mikrofalowych

1 — kabel współosiowy, 2 — falowód, 3 — światłowodów jednomodowy $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$

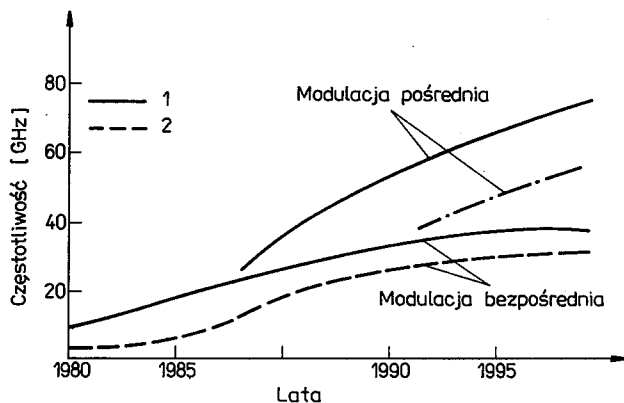
Przedstawiając wyniki swych badań autorzy [1; 6] potwierdzili doskonale rezultaty działania proponowanej przez siebie konfiguracji łącza oznaczonej na rys. 3b, w której użyto dwa światłowody. Jednym z nich propagowano sygnał modulowany z częstotliwością 0,7 GHz, drugim zaś wąskopasmowy sygnał subnośnej mikrofalowej. Mieszanie częstotliwości realizowano w odbiorniku po detekcji optycznej, jak na rys. 3b. Przy normalnej konfiguracji z użyciem jednego światłowodu z detekcją bezpośrednią (natężeniową) mniejsze tłumienie w transmisji optycznej otrzymuje się dopiero przy częstotliwości ponad 10 GHz. Na mniejszych częstotliwościach, zwłaszcza w paśmie *L*, przewagę utrzymuje transmisja kablowa w odniesieniu do obu badanych konfiguracji transmisji optycznej. Jeżeli jednak porównamy tłumienie samych kabli mikrofalowych i światłowodów jako torów transmisji mikrofal (rys. 15) to porównanie wypadnie zdecydowanie na korzyść światłowodów.

Należy jednak zaznaczyć, że wysuwanie wniosków wartościujących system transmisji optycznej w zakresie mikrofal tylko na podstawie porównania tłumienia jest przedsięwzięciem ryzykownym. Należy uwzględnić przy tym możliwą do wykorzystania szerokość pasma. Niemniej powyższa praca sygnalizuje trudności adaptacji transmisji światłowodowej w obszarze techniki mikrofalowej.

ZAKOŃCZENIE

Bezpośrednia transmisja światłowodowa w zakresie częstotliwości mikrofalowych jest faktem technicznym dokonany w wielu laboratoriach.

W ciągu ostatnich kilku lat dokonano olbrzymiego postępu technologii źródeł i detektorów półprzewodnikowych osiągając częstotliwość pracy tych urządzeń odpowiednio do 25 i 40 GHz. Opanowano produkcję światłowodów jednomodowych przenoszących koherencję fali optycznej i pasmo modulacji daleko ponad 100 GHz. Opracowano kilka konfiguracji łączy mikrofalowych transmisji optycznej, w tym transmisji koherentnej. Dokonano prób aplikacji mikrofalowej elektroniki dla modulacji i detekcji sygnału w budowie systemów transmisji optycznej.



Rys. 16. Przewidywany trend rozwoju modulacji w systemach transmisji optycznej

1 — wyniki laboratoryjne, 2 — wyniki z produkcji seryjnej elementów

Na podstawie przytoczonych faktów można stwierdzić, że aktualnie dokonuje się proces technicznego opracowania mikrofalowej transmisji optycznej zarówno na potrzeby wojskowe, jak i w systemach transmisji powszechnego użytku. Takie rozwiązanie badań potwierdza rys. 16 ilustrujący trend rozwoju technologii modulacji zarówno bezpośredniej laserów jak i pośredniej za pomocą modulatorów elektrooptycznych.

Tabela 3.

**Podstawowe dane liczbowe światłowodów wielomodowych
i jednomodowych**

Parametr	Światłowody wielomodowe		Światłowody jednomodowe
	grubordzeniowe	gradientowe	
λ	0,82 ÷ 0,85 m	0,85 m; 1,3 m	1,3 m; 1,55 m
n	1,45 ÷ 1,48	1,48	1,48
	0,02	0,014	0,003
$2a$	100; 200; 400 m	50 m	7,5; 9 m
V	100	30	2,07 2,405
N	1000	30	1

λ — długość fali; n — współczynnik załamania rdzenia; Δn — różnica wsp. załamania rdzenia i płaszczu; $2a$ — średnica rdzenia; V — liczba falowodowa; N — ilość modów.

Należy przy tym zauważyć, że wraz z opanowaniem transmisji mikrofal wykorzystano zaledwie 20—25% pasma transmisji światłowodów. Można więc oczekiwać dalszej intensyfikacji badań w kierunku rozszerzenia transmisji do zakresu fal milimetrowych. Podstawowe dane liczbowe światłowodów jedno- i wielomodowych przedstawiono w tabeli 3.

BIBLIOGRAFIA

1. Materiały konferencyjne: IEEE MTT International Microwave Symposium Digest. May 25—27, 1988, New York
w tym:
 - 1.1. R. D. Esman i inni: *0,83— and 1,3 micron microwave (1—18 GHz) fiber-optics links using directly modulated laser sources*
 - 1.2. J. J. Pan: *21 GHz wideband fiber optic link*
 - 1.3. H. Blauvelt, K. Lan: *High signal to noise operation of fiber optics links to 18 GHz*
 - 1.4. I. L. Newberg i inni: *Radar applications of X-Band fiber optic links*
 - 1.5. W. I. Way: *Frequency-dependent and frequency independent nonlinear characteristics of a high-speed diode*
 - 1.6. I. Koffman i inni: *High speed fiber optic links for shatthaul microwave applications*
2. Materiały konferencji: I International Military Conference MFOC-87; 16—19 march 1987, Washington
w tym:
 - 2.1. J. D. Montgomery, J. P. Ryan: *Military microwave fiber optics market goforecast*
 - 2.2. J. J. Pan: *Integrated optic components for microwave coherent lightwave systems*
 - 2.3. H. Blauvelt i inni: *Application of analog fiber optic components in microwave systems*
3. H. Sobel: *The application of microwave techniques in lightwave systems*. Journal of Lightwave Technol., 1987, vol. LT-5, nr 3
4. R. Olshansky: *Promising merger of microwave and lightwave*, Lightwave, January 1988

M. SZUSTAKOWSKI

FIBRES IN MICROWAVE TECHNIQUE

Summary

Direct transmission at microwave frequencies by means of fibre connections, is stimulated by both military applications and satellite transmission. The developing technique of satellite communication, especially the distribution of information along the section antenna — receiver, becomes more and more often the domain of the fibre technique. Up to the beginning of the 80s semiconductor sources and optoelectronic detectors were factors limiting the range of the transmission frequency. Progress in the theory and technology of single-mode fibres as well as transmitting-receiving elements, during the last decade, shifted the range of optical transmission into the frequency band of 10—20 GHz. Single mode fibres easily reach a transmission band of the order of 100 GHz and, theoretically, a band up to 1000 GHz is foreseen. Semiconductor lasers of the type GaAlAs, with direct modulation, reach a frequency of the order of 10 GHz while the four-element lasers GaAsPIn — that of the order of 15—30 GHz. The detection frequency of diodes is by about 10 GHz higher. Having the fundamental elements of optical transmission, works on the design of connections and research on optimum transmission systems at microwave frequency are started. The published variants of solutions take into account of the application of electronical microwave technique, external optical modulation, coherent transmission.

The paper presents the analysis, of a few selected variants showing the possibility of direct transmission of microwave frequencies. The second part contains a list of indispensable elements required for microwave transmission, suggesting technologies for their realization.

Elementy i podzespoły optoelektroniki światłowodowej — podstawy fizyczne, konstrukcja, zastosowania

MIECZYŚLAW SZUSTAKOWSKI

Instytut Fizyki Plazmy, Warszawa

*Referat wygłoszony na Konferencji Krajowej
„Światłowody i ich zastosowanie”, Warszawa, luty 1989 r.*

Zastosowanie techniki światłowodowej w latach 80-tych wyszły znacznie poza telekomunikacyjne łącza typu punkt-punkt. Rozwój światłowodowych sieci lokalnych, zintegrowanych sieci informatycznych, sieci komputerowych, systemów kontrolno-pomiarowych stymuluje rozwój konstrukcji elementów i podzespołów do konstrukcji złożonych konfiguracji w/w sieci. Ponadto w tym samym okresie w zastosowania techniczne wchodzi kolejna generacja mierników wielkości fizycznych w postaci czujników światłowodowych. Rozwój i zastosowanie w praktyce złożonych konfiguracji sieci lokalnych i czujników światłowodowych uwarunkowany jest rozwojem i techniczną sprawnością elementów optycznych do ich konstrukcji. Elementy i podzespoły techniki światłowodowej są konstruowane z reguły w oparciu o dwie technologie: technologię optyki światłowodowej i technologię optyki zintegrowanej.

Pierwsza z nich bazuje na światłowodach włóknistych i ich połączeniach, druga zaś na falowodach planarnych konstruowanych w ośrodkach aktywnych optycznie (szkła, monokryształy). Złączenie elementów obu technologii stanowi pewien problem techniczny i jego opanowanie warunkuje wymienne stosowanie elementów obu technologii w układach i łączach światłowodowych.

W pracy przedstawiono przegląd elementów i podzespołów wykonanych w technologii światłowodowej (all-fiber) i ich zamienniki lub nowe elementy możliwe do realizacji tylko w technologii optyki zintegrowanej.

Podano krótki opis działania elementów i schematy ideowe ich konstrukcji.

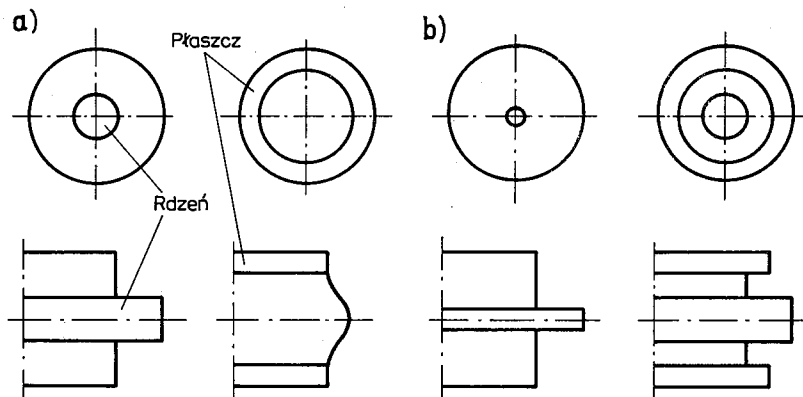
1. WSTĘP

Światłowody zdobyły szerokie upowszechnienie techniczne dzięki następującym własnościom:

1. transmisji optycznej niekoherentnej,
2. transmisji optycznej koherentnej,
3. czułości na oddziaływanie pól zewnętrznych.

Transmisja niekoherentna sygnałów optycznych z bezpośrednią modulacją źródła światła — diod elektroluminescencyjnych i detekcją natężeniową jest podstawą rozwoju telekomunikacji światłowodowej, w której wykorzystuje się rodzinę światłowodów przedstawionych na rys. 1.

Rozbudowane systemy transmisji światłowodowej w postaci sieci lokalnych i zintegrowanych stymulują rozwój elementów zarówno światłowodów wielomodo-



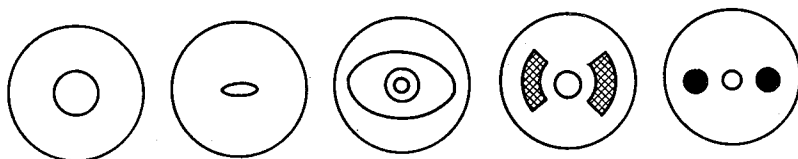
Rys. 1. Światłowody transmisji niekoherentnej a) wielomodowe: skokowe, gradientowe, b) jednomodowe: normalne, z przesuniętą i płaską charakterystyką

wych jak i jednomodowych, głównie w postaci złącz, rozgałęziaczy, przełączników, multi- i demultiplekserów optycznych.

W transmisji optycznej koherentnej wykorzystuje się światłowody przenoszące koherencję, polaryzację i fazę światła. Są to głównie światłowody o dużej dwójłomności optycznej (rys. 2). Znaczenie techniczne transmisji koherentnej polega głównie na tym, że umożliwia ona interferowanie dwóch sygnałów optycznych w kilometrowej odległości od źródła światła. Ponadto zakryta transmisja strumienia optycznego umożliwia budowę wielu urządzeń interferometrycznych — odpowiedników interferometrów optyki objętościowej, które dzięki transmisji światłowodowej mogą być stosowane w trudnych warunkach hal produkcyjnych. Konieczność sterowania fazą i polaryzacją fali koherentnej w światłowodzie jednomodowym była powodem konstrukcji kolejnej serii elementów dla transmisji koherentnej, jak modulatorów fazy, przesuwników polaryzacji, złącz i rozgałęziaczy z zachowaniem polaryzacji i innych.

Odpowiedź światłowodu w postaci zmiany fazy, polaryzacji czy amplitudy na działanie pól zewnętrznych stała się podstawą konstrukcji wielu elementów sterowania, jak i urządzeń w postaci czujników światłowodowych zwłaszcza interferometrycznych. W ten sposób rozwojowi systemów i urządzeń transmisji światłowodowej i urządzeń nieustannie towarzyszy rozwój elementów światłowodowych niezbędnych do ich konstrukcji.

W niniejszej pracy zamierzamy przedstawić podstawowe rodzaje systemów oraz rodzaje stosowanych technologii wytwarzania elementów i ich stosowanie w technice światłowodowej.



Rys. 2. Światłowody transmisji koherentnej od lewej — jednomodowy o skrajnie małej dwójłomności, jednomodowe przenoszące polaryzację: eliptyczny rdzeń, eliptyczny płaszcz, izolowane obszary płaszcza ściskające rdzeń

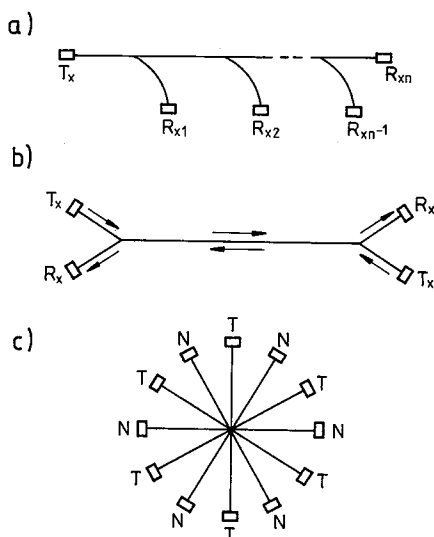
2. SYSTEMY TRANSMISJI OPTYCZNEJ I URZĄDZENIA ŚWIATŁOWODOWE STYMULUJĄCE ROZWÓJ BAZY ELEMENTOWEJ

2.1. SYSTEMY I URZĄDZENIA TRANSMISJI NIEKOHERENTNEJ

W optycznej transmisji niekoherentnej światłowód służy jako tor optyczny przenoszący ciągle strumień lub impuls natężenia światła. Podstawowymi właściwościami wartościującymi światłowód są: wnoszone straty sygnału optycznego, dyspersja sygnału i apertura numeryczna warunkująca sprawność sprzężenia ze źródłem światła.

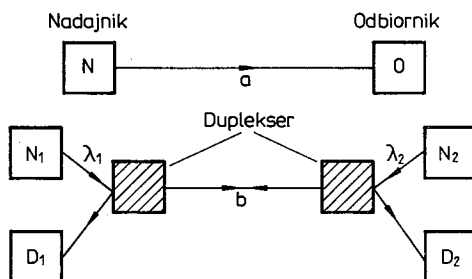
W praktyce w transmisji niekoherentnej wykorzystuje się rodzinę światłowodów przedstawioną na rys. 2. Wszystkie trzy rodzaje światłowodów: grubordzeniowe, gradientowe i jednomodowe mają szereg wariantów wykonania w zależności od konkretnych zastosowań.

Proste łącze światłowodowe łączące punkt—punkt nie wymaga żadnych elementów poza łączeniem światłowodów. Połączenie źródło—światłowód, światłowód—fotodetektor realizuje się w zasadzie w procesie technologicznym elementu półprzewodnikowego. Dopiero konstrukcja światłowodowych systemów sieci lokalnych (rys. 3) w postaci złożonych konfiguracji typu gwiazdy, drzewa, pierścienia wymusiła konstrukcję rozgałęziaczy i sprzęgaczy światłowodowych.

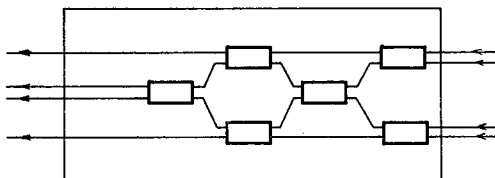


Rys. 3. Rodzaje sprzęgaczy w sieciach lokalnych a) sieć szynowa — rozgałęzienia z małym stopniem sprzężenia, b) transmisja dwukierunkowa — rozgałęziacze symetryczne, c) sieć gwiazdowa — mieszacz optyczny

Podobnie zastosowanie multipleksji i demultipleksji falowej w sieciach światłowodowych (rys. 4) i próba wprowadzenia komutacji optycznej (rys. 5) wymusiła rozwój dalszych elementów w postaci multi- i demultiplekserów optycznych oraz przełączników światłowodowych.



Rys. 4. System transmisji światłowodowej z multipleksją falową



Rys. 5. Łączenie światłowodowe z komutacją optyczną

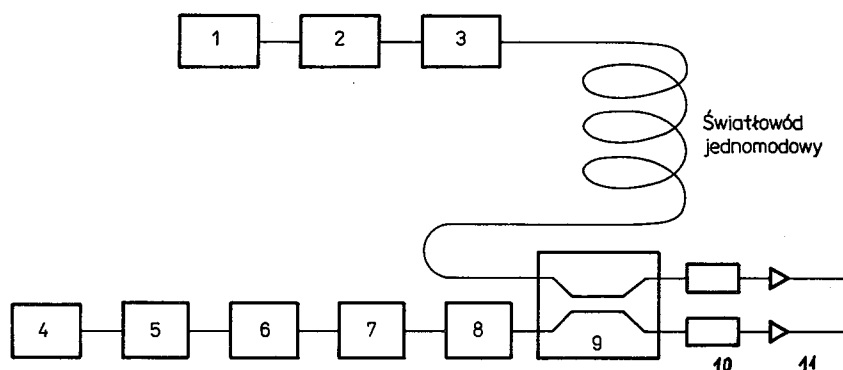
Kolejnym źródłem stymulacji rozwoju bazy elementowej jest bogata rodzina czujników światłowodowych wykorzystujących natężeniową czułość światłowodów na oddziaływanie pól zewnętrznych. Tutaj również stosuje się całą rodzinę światłowodów przedstawioną na rys. 1 i wymienione wyżej elementy.

2.2. SYSTEMY I URZĄDZENIA TRANSMISJI KOHERENTNEJ

Światłowody transmisji koherentnej przenoszą natężenie fali optycznej z zachowaniem jej koherencji, polaryzacji i fazy. Podstawowym sposobem detekcji optycznej jest interferowanie dwóch wiązek — sygnałowej i odniesienia z heterodyną lub homodyną obróbką sygnału. Ta postać transmisji poprawia czułość systemu światłowodowego o około 20 dB względem czułości detekcji bezpośredniej (natężeniowej) sięgają prawie czułością granicy fizycznej — poziomu szumu kwantowego. Światłowodowa transmisja koherentna jest już stosowana doświadczalnie i technicznie np. w interferometrach światłowodowych. Podstawowe schematy transmisji koherentnej z wskazaniem stosowanych elementów przedstawiają kolejno rys. 6 i 7.

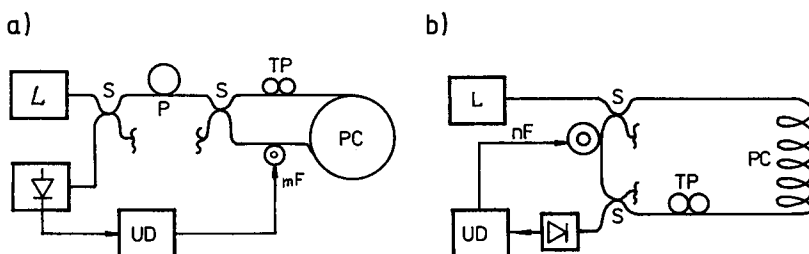
Podstawowym światłowodem transmisji koherentnej jest światłowod o dużej dwójłomności optycznej. Rodzina elementów powiększa się tutaj o nową grupę służącą do sterowania fazą i polaryzacją światła. Są to izolatory optyczne, modulatory fazy, nastawniki polaryzacji. Istotnym zagadnieniem technologii staje się:

- przenoszenie parametrów fali optycznej (fazy polaryzacji) przez stosowane elementy, jak rozgałęziacze, sprzęgacze itp.,
- możliwość elektronicznego sterowania parametrami fali optycznej w zamkniętym układzie transmisji.



Rys. 6. System transmisji koherentnej

1 — laser 2 — izolator optyczny 3 — modulator 4 — laser lokalny 5 — izolator optyczny 6 — translator częstotliwości 7 — nastawnik fazy
8 — kontroler polaryzacji 9 — sprzągacz optyczny 10 — detektor 11 — wzmacniacz



Rys. 7. Interferometryczne czujniki światłowodowe a) interferometr Sagnaca, b) interferometr Macha-Zehndera

L — laser, S — sprzągacz, P — polaryzator, TP — nastawnik polaryzacji, PC — pętla światłowodowa, mF — modulator fazy, UD — układ sprzężenia zwrotnego

Stąd w zakresie elementów transmisji koherentnej szerokie zastosowanie znalazły elementy optyki zintegrowanej, zwłaszcza na podłożu niobianu litu z uwagi na doskonałe parametry elektrooptyczne tego kształtu. W zakresie tych elementów renesans zainteresowania przeżywa obecnie modulator elektrooptyczny jako element zewnętrznej modulacji światła w układach mikrofalowej transmisji optycznej.

2.3. CZUŁOŚĆ ŚWIATŁOWODÓW NA ODDZIAŁYWANIE ZEWNĘTRZNE

Podstawą konstrukcji większości elementów światłowodowych jest reakcja światłowodu na oddziaływanie zewnętrzne. Uogólniając notowane w literaturze sposoby realizacji elementów można wyróżnić kilka rodzajów oddziaływań odnoszących się do wszystkich rodzajów światłowodów włókniстых i paskowych:

1. Zmiana warunków transmisji falowodu przez:

- naruszenie struktury włókien przez ścięcie (spolerowanie) boku światłowodu do odsłonięcia rdzenia włącznie,
- przez usytuowanie w zasięgu pola falowodu podobnie spolerowanego włókna drugiego falowodu.

W efekcie powyższych działań otrzymamy sprzężenie dwu włókien lub falowodów paskowych. Efekt sprzężenia wykorzystuje się w konstrukcji sprzęgaczy i rozgałęziaczy światłowodowych.

2. Zmiana fazy i polaryzacji w światłowodach włóknistych jednomodowych przez oddziaływanie pól bez naruszenia struktury światłowodu

Przyrost fazy transmitowanej fali optycznej można przedstawić w postaci:

$$\Delta\Phi = \beta\Delta L + L\Delta\beta, \quad (1)$$

gdzie: $L\Delta\beta = L \frac{\partial\beta}{\partial n} \Delta n + L \frac{\partial\beta}{\partial a} \Delta a$

gdzie: ΔL , Δa , Δn — zmiana długości, średnicy i współczynnika załamania światłowodu.

Efekt przyrostu a jest z reguły pomijany i zależność (1) można przedstawić dla światłowodu z małą dwójłomnością (symetria kołowa) w postaci:

$$\frac{\partial\Phi}{\partial j} = \frac{2\pi}{\lambda} n \frac{\partial L}{\partial j} + L \frac{\partial n}{\partial j}$$

i dla światłowodu z dużą dwójłomnością w postaci:

$$\frac{\partial\Phi_f - \Phi_s}{\partial j} = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n \frac{\partial L}{\partial j} + L \frac{\partial \Delta n}{\partial j},$$

gdzie: j — oznacza dowolne pole oddziaływania: temperatury, odkształcenia, ciśnienia, pola magnetycznego, elektrycznego,

Φ_f , Φ_s — fazy fali szybkiej i wolnej w światłowodzie dwójłomnym.

Przykładową czułość światłowodów małej i dużej dwójłomności przedstawiono w poniższej tabeli.

Przykładowa czułość światłowodów małej i dużej dwójłomności

	$\frac{1}{L} \frac{\partial\Phi}{\partial j}$	$\frac{1}{L} \frac{\partial(\Phi_f - \Phi_s)}{\partial j}$
$j = T$	100	5 rad/km
$j = \Delta L$	$0,65 \cdot 10^7$	$0,65 \cdot 10^5$ rad/km

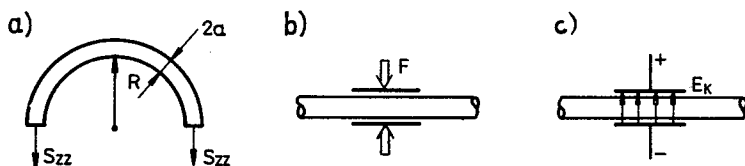
Granicznym efektem oddziaływania zewnętrznego bez naruszania struktury jest wytwarzanie indukowanej dwójłomności światłowodów jednomodowych przedstawione na rys. 8a.

3. Elektrooptyczne oddziaływanie indukowane zewnętrznym polem elektrycznym (rys. 8c) Ten rodzaj oddziaływania ma zastosowanie w stosunku do falowodów paskowych wykonanych na podłożach monokryształów o własnościach elektrooptycznych. Konfigurację elektrod i falowodu przedstawia rys. 9.

Zmiana fazy fali optycznej (prowadzonej falowodem) wywołana przyłożonym do elektrod napięciem V wynosi:

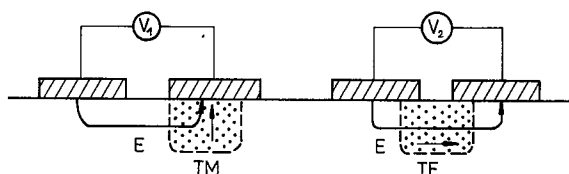
$$\Delta\Phi = \eta\pi n^3 r \frac{L}{d\lambda} V,$$

gdzie: η — sprawność oddziaływania pola,
 n — współczynnik załamania falowodu,
 r — współczynnik oddziaływania elektrooptycznego,
 L — długość elektrod,
 λ — długość fali optycznej.



Rys. 8. Sposoby indukowania dwójłomności w symetrycznych światłowodach jednomodowych

a — zginanie z rozciąganiem, b — ściskanie siłą F , c — działanie polem elektrycznym



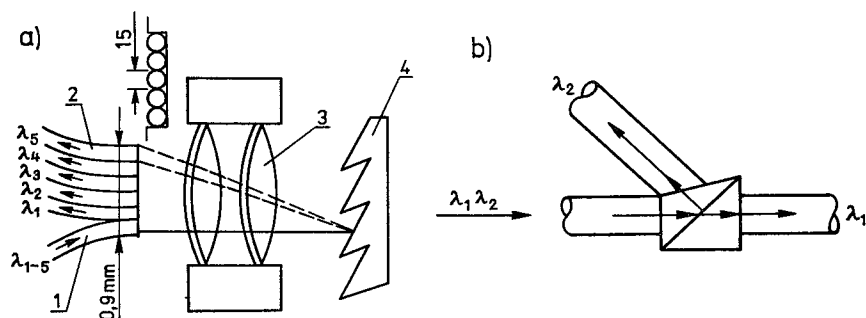
Rys. 9. Elektrooptyczna modulacja fazy w falowodach paskowych

Efekt oddziaływania elektrooptycznego jest wykorzystywany w bardzo wielu konfiguracjach falowodów paskowych modulując sprzężenie między falowodami, fazę w pojedynczym falowodzie, fazę w interferometrze falowodowym i innych. Należy tutaj zaznaczyć, że falowody planarne z natury swej propagują tylko fale dwóch określonych polaryzacji: normalnej (typu TM) lub poprzecznej (typu TE) do powierzchni falowodu. W połączeniu z falowodami cylindrycznymi służą jednocześnie do polaryzacji propagowanej fali optycznej.

4. Oddziaływanie światła ze strukturą okresową

Ten sposób oddziaływania wykorzystuje się głównie przy konstrukcji filtrów optycznych typu Bragga. Dotyczy to również filtrów warstwowych, jak i z siatką okresową podłużną, które transmitują tylko długość fali będącą w rezonansie ze strukturą okresową siatki lub filru; pozostała część widma promieniowania zostaje odbita (rys. 10).

Wymienione wyżej przypadki obejmują prawie wszystkie efekty oddziaływań transmisji falowodowej wykorzystywane do konstrukcji elementów techniki światło-



Rys. 10. Oddziaływanie falowodowej fali optycznej ze strukturą okresową a) siatka dyfrakcyjna, b) filtr warstwowy

wodowej. Fizyka tych oddziaływań kryje się w znajomości struktury falowodów optycznych i praw rządzących transmisją fali optycznej w poszczególnych rodzajach światłowodów. Tych zagadnień nie omawiamy tutaj dokładnie przyjmując, że czytelnicy są z nimi obeznani.

3. TECHNOLOGIE WYTWARZANIA ELEMENTÓW

Stosuje się dwie technologie do wytwarzania elementów:

- technologia światłowodowa,
- technologia optyki zintegrowanej.

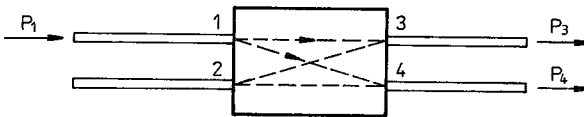
W technologii światłowodowej wszystkie elementy wytwarza się z światłowodów cylindrycznych danego rodzaju np. światłowodów wielomodowych, jednomodowych lub przenoszących polaryzację. Włączenie elementów w budowany system transmisji lub układ optyczny urządzeń odbywa się najczęściej przy pomocy złączy stałych (głównie w systemach i urządzeniach światłowodów jednomodowych) lub rozdzielnych. Zaletą technologii światłowodowej (ang. all fiber) jest jednorodność optyczna elementów a stąd łatwość połączeń i małą stratność systemu.

W niektórych przypadkach, np. przełączników elektrooptycznych czy modulatorów zewnętrznych zachodzi konieczność stosowania elementów wykonywanych na bazie falowodów paskowych na podłożach monokryształów o własnościach elektrooptycznych np. LiNbO_3 . Ponadto w wielu wypadkach elementy optyki zintegrowanej przewyższają skutecznością działania elementy światłowodowe. Ponadto istotną rolę odgrywa możliwość integracji łączenia kilku elementów funkcjonalnych na jednym podłożu. Pewną niedogodnością stosowania elementów optyki planarnej jest niejednorodność strukturalna i materiałowa falowodów włóknistych i paskowych. Różna geometria przekroju rdzeni falowodów, różna apertura, różne współczynniki załamania utrudniają bezpośrednie łączenie włókien optycznych i światłowodów. Niemniej, jednak opracowano dość skuteczne metody łączenia z tłumieniem złączy rzędu 1 dB i zastosowanie elementów planarnych przyjmuje coraz szerszy zakres. Obecnie prawie wszystkie stosowane elementy występują w wykonaniach obu technologii bez wyraźnej preferencji jednej z nich.

4. ELEMENTY OPTOELEKTRONIKI ŚWIATŁOWODOWEJ

4.1. SPRZĘGACZE KIERUNKOWE

Najszerzej używanym w technice światłowodowej elementem jest pasywny sprzęgacz kierunkowy, który jest jednocześnie światłowodowym ekwiwalentem dzielenia wiązki optycznej i analogiem mikrofalowego elementu o tej samej nazwie.



Rys. 11. Schemat sprężacza kierunkowego

Sprężacz kierunkowy ma cztery równorzędne wejścia (rys. 11) i spełnia dwie funkcje:

- 1) moc optyczna w ramieniu 1 lub 2 dzieli wg określonego stosunku na ramiona 3 i 4,
- 2) miesza fale optyczne z ramienia 1 i 2, zmieszane dzieli na ramiona 3 i 4.

Trzy parametry określają jakość sprężacza kierunkowego:

- a) sprawność sprzężenia osiągnięta od 0 do prawie 100%

$$\eta = \frac{P_4}{P_3 + P_4} 100\%$$

- b) straty wewnętrzne typowe < 1 [dB]

$$L = 10 \log \frac{P_3 + P_4}{P_1} \quad [\text{dB}]$$

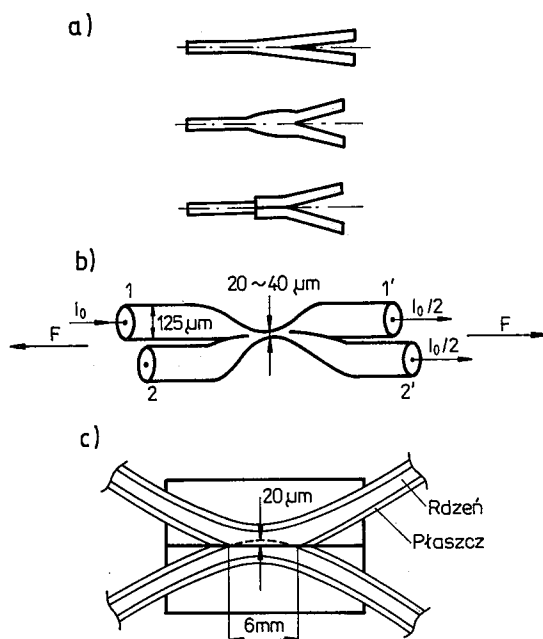
- c) kierunkowość od 40 do 60 dB

$$D = 10 \log \frac{P_2}{P_1} \quad [\text{dB}].$$

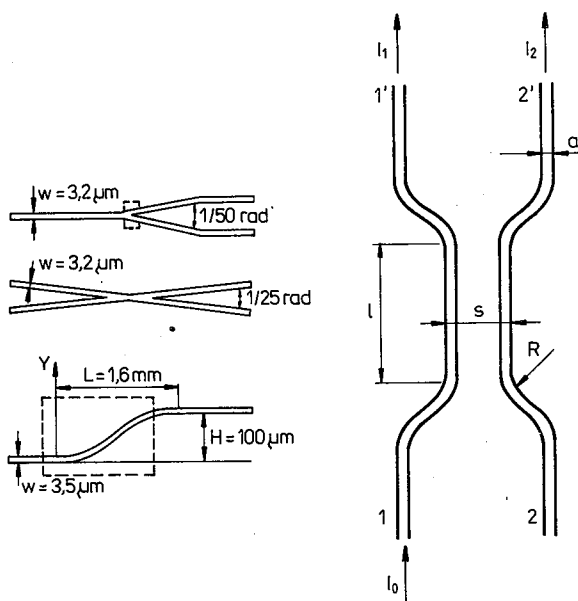
Sprężacze kierunkowe są wykonywane w technologii światłowodowej i optyki zintegrowanej. W technologii światłowodowej wyróżnia się dwa sposoby sprzęgania światłowodów przedstawione na rys. 12, polegające na stapianiu skręcanych włókien lub polerowaniu wygiętych włókien i ich łączeniu. Obie czynności odbywają się pod kontrolą sprawności sprzężenia. W praktyce osiąga się dowolny stopień sprzężenia, a w przypadku sprężaczy polerowanych rys. 12 sprzężenie może być regulowane od 0 do prawie 100%.

W technologii optyki planarnej najczęściej wykonuje się sprężacze w konfiguracji przedstawionej na rys. 13 przy czym są to z reguły sprężacze symetryczne o efektywności sprzężenia 50%.

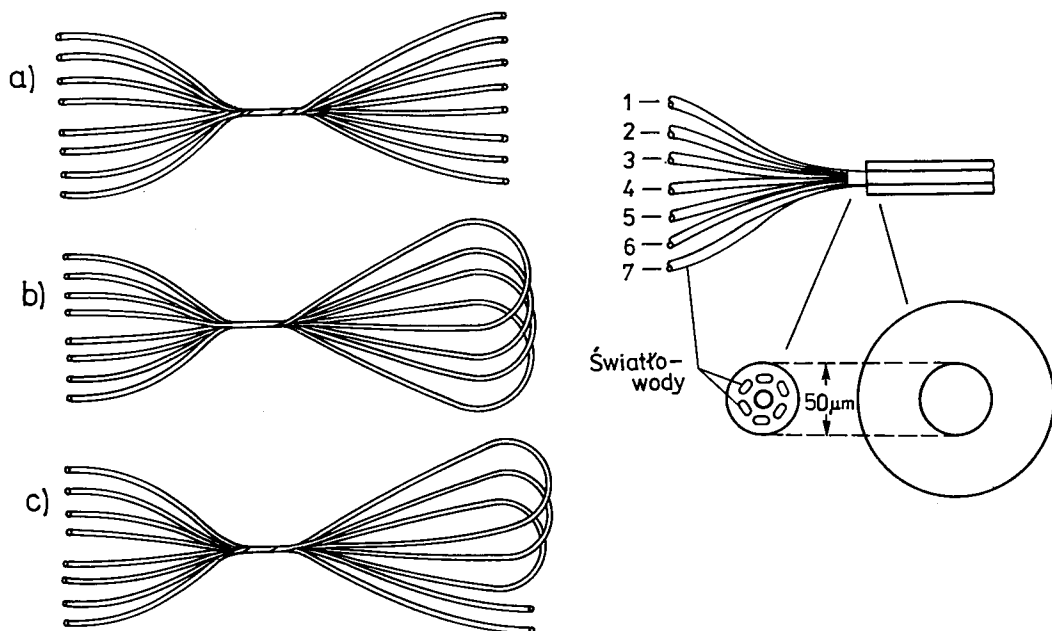
Sprężacze bierne na falowodach paskowych są elementami jednomodowymi, które najczęściej wykonuje się na podłożach krzemowych lub z niobianu litu. Sprężacze światłowodowe, jak i falowodowe łączy się ze sobą tworząc matryce rozgałęziaczy typu 1:N lub N:N, jak pokazano na rys. 14.



Rys. 12. Technologia wytwarzania światłowodowych sprzęgaczy kierunkowych a) spawane typu Y, b) skręcanie i stapianie włókien, c) polerowanie bocznych powierzchni zgiętych włókien i klejenie z użyciem cieczy immersyjnych



Rys. 13. Sprzęgacze w technologii optyki zintegrowanej L — długość oddziaływania, W — szerokość falowodu, S — odległość separacji falowodów



Rys. 14. Matryce światłowodowych sprzęgaczy (rozgałęźniaczy)

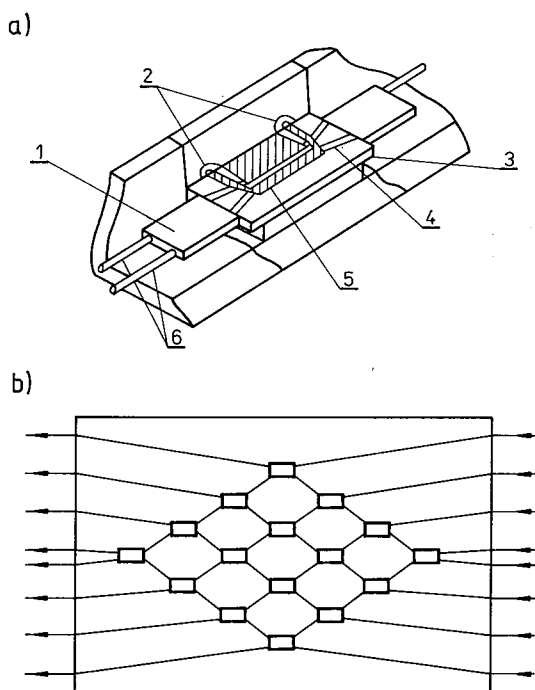
4.2. PRZELĄCZNIKI ŚWIATŁOWODOWE

System informatyczny bliskiej przyszłości będzie opierał się na optoelektronice. Technologia optoelektroniki wnosi nie tylko transmisję informacji co realizuje się współcześnie za pomocą światłowodów, ale i generację informacji w postaci drukarek laserowych, magazynowanie informacji na dyskach optycznych, obróbkę informacji na maszynach optycznych. Przełączniki optyczne będą więc odgrywały kluczową pozycję w optoelektronicznym systemie obiegu informacji.

Współczesne eksperymenty i technologia ich wykonania odnosi się do optoelektronicznych przełączników w systemie światłowodowej transmisji informacji. Są to przełączniki typu przestrzennego podziału informacji na poszczególne kanały, które podobnie jak sprzęgacze kierunkowe są realizowane w technologii:

a) światłowodów włóknistych — jako mechaniczne stykowe łączenie torów światłowodowych. Znane są eksperymenty z mechanicznym przełącznikiem 10×10 kanałów,

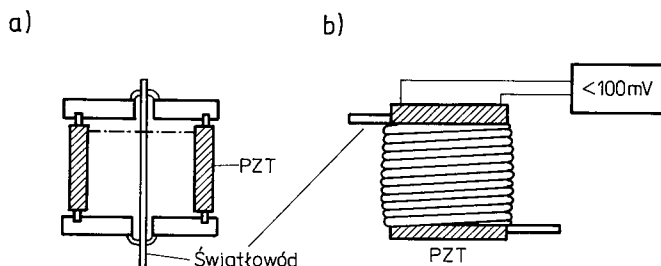
b) optyki zintegrowanej — jako elektrooptyczne sterowane na faliwodach paskowych z wykorzystaniem modulacji elektrycznej sprzężenia światłowodów (rys. 15).



Rys. 15. Przełączniki elektrooptyczne na podłożach LiNbO a) przełącznik pojedynczy, b) matryce przełączników 8:8

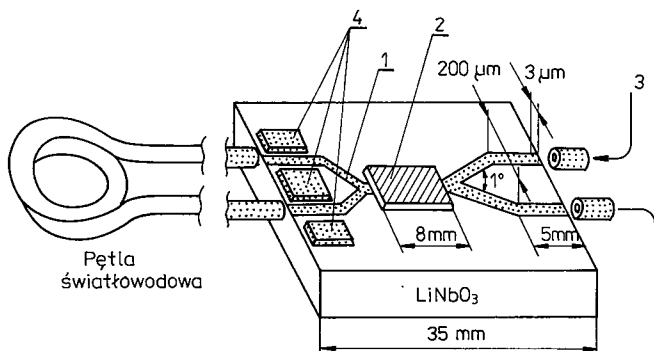
4.3. MODULATORY FAZY

Modulatory fazy i korektory polaryzacji są kluczowymi elementami w koherentnych systemach transmisji światłowodowej. Podobnie jak i inne elementy, modulatory fazy są wykonywane w podwójnej technologii: światłowodowej i planarnej. Do modulacji fazy bezpośrednio w światłowodzie wykorzystuje się elementy piezoelektryczne, które powodują rozciąganie włókna ($\Delta\Phi = \beta \cdot \Delta L$) drgając radialnie (rys. 16a) lub wzdłużne (rys. 16b).



Rys. 16. Elektrycznie sterowane modulatory fazy w technologii światłowodowej a) drgania wzdłużne,

Bardzo rozpowszechnione są planarne modulatory fazy szczególnie wykonywane łącznie z polaryzatorem fali optycznej (rys. 17) lub polaryzatorem i rozgałęziaczem jako element zintegrowany.



Rys. 17. Planarne modulatory fazy w sprzężeniu z polaryzatorem i rozgałęziaczem falowodowym

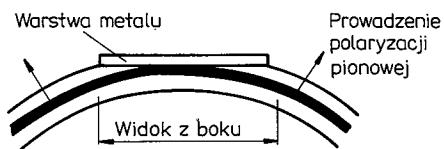
1 — falowód paskowy Ti:LiNbO₃, 2 — polaryzator, 3 — dioda laserowa, 4 — przesuwniki fazy

4.4. POLARYZATORY I NASTAWNIKI POLARYZACJI

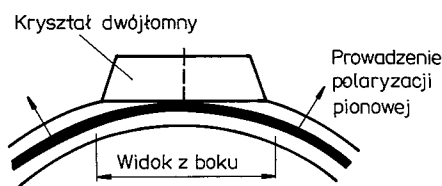
Mimo stosowania światłowodów dużej dwójłomności w praktyce występuje wzbudzenie polaryzacji niepożądaną, którą należy usuwać pozostawiając w światłowodzie falę jednorodnie spolaryzowaną. Stosuje się dwa sposoby pozbywania się niepożądaną polaryzacji:

- wytłumienie natężenia przez kontakt z metalową warstwą (rys. 18a),
- wyprowadzenie z falowodu przez kontakt z kryształem dwójłomnym sprzęgającym tylko określoną polaryzację (rys. 18b).

a)



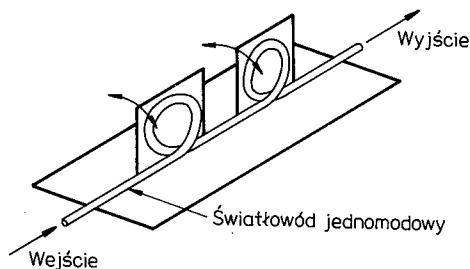
b)



Rys. 18. Polaryzatory transmitowanej fali optycznej a) wytłumienie niepożądaną polaryzacji przez kontakt z warstwą metalową, b) wyprowadzenie niepożądaną polaryzacji przez kontakt z kryształem dwójłomnym

W obu przypadkach w światłowodach stosuje się boczne polerowanie dla zapewnienia kontaktu warstwy (lub kryształu) z transmitowaną falą optyczną.

W przypadku stosowania światłowodów z małą (zerową) dwójłomnością należy przed interferowaniem obu wiązek optycznych zapewnić wspólny kierunek polaryzacji. Wówczas można wykorzystać efekt obrotu polaryzacji występujący przy skręcaniu światłowodu. Konstrukcję nastawnika polaryzacji przedstawia rys. 19. Skręcenia



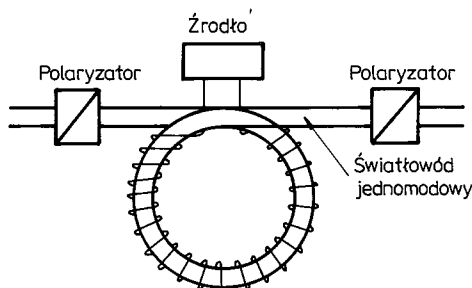
Rys. 19. Światłowodowy nastawnik polaryzacji

światłowodu dokonuje się między pętlami przez ich wzajemne odchylenia. Należy tutaj zaznaczyć, że falowody paskowe przenoszą falę optyczną tylko polaryzacji prostopadłej lub równoległej do powierzchni falowodu i obrót polaryzacji w układzie planarnym jest trudny do zrealizowania.

4.5. IZOLATORY OPTYCZNE

W systemie transmisji koherentnej istotnym jest utrzymanie stabilnej pracy lasera zwłaszcza względem częstotliwości generacji. Fala optyczna odbita od czoła światłowodu wracając do obszaru rezonatora optycznego przestrasza pracę lasera wnosząc zaburzenie częstotliwości i natężenia promieniowania.

Przeciwdziałając temu efektowi, między laser i końcówkę światłowodu wprowadza



Rys. 20. Światłowodowy izolator optyczny

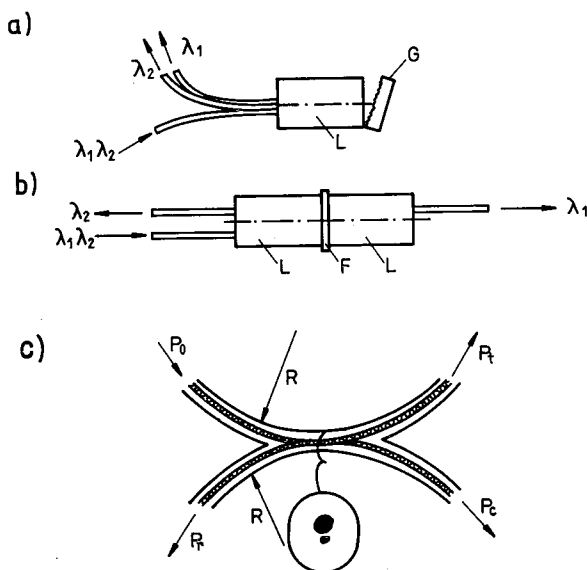
się izolator optyczny (rys. 20). Do konstrukcji tego elementu wykorzystuje się efekt Faradaya obracający polaryzację fali odbitej o 90° po dwukrotnym przejściu oraz analizator optyczny.

4.6. MULTI- I DEMULTIPLESERY FALOWE

Światłowód może równocześnie propagować sygnały optyczne na kilka długości fal. Przy czym transmisja ta może być dwukierunkowa. Do złożenia kilku sygnałów optycznych na różnych długościach fal (multipleksowanie falowe) wykorzystuje się zazwyczaj zwykły sprzęgacz światłowodowy. Powtórne rozdzielenie sygnałów na poszczególne długości (demultipleksowanie) i przesłanie ich do wyznaczonych torów optycznych jest już problemem technicznie trudniejszym. Gdy ponadto chcemy wykorzystać transmisję dwukierunkową, to na obu końcach winny być urządzenia realizujące równocześnie proces multipleksji i demultipleksji.

Zagadnienie demultipleksji realizuje się wykorzystując efekt dyfrakcji na siatce optycznej lub filtrach pasmowych (rys. 21a, b). Ostatnio rozpowszechnia się światłowodowe sprzęgacze selektywne, w których tak dobiera się długości fal by występowały duże różnice w średnicy płamki optycznej. Wówczas polerując bok światłowodu na odpowiednią głębokość odsprzęga się tylko fale o dłuższej fali optycznej (większej płamce) — rys. 21c. Szerokie rozpowszechnienie znalazły również filtry warstwowe, które wstawia się w tor optyczny w taki sposób by odbite długości fal mogły trafić do kolejnych światłowodów.

W literaturze znane jest multipleksowanie do kilkunastu długości fal, zaś handlowo dostępne demultipleksery pracują na 3—4 długościach fal.



Rys. 21. Multi- i demultipleksery falowe a) siatkowy, b) z filtrem warstwowym, c) sprzęgacz falowo-selektywny

4.7. ELEKTROOPTYCZNE MODULATORY AMPLITUDY

W wielu układach transmisji światłowodowej korzysta się z bezpośredniej modulacji laserów półprzewodnikowych. Niemniej przy realizacji transmisji koherentnej, zwłaszcza mikrofalowej częstotliwości modulacji bezpośredniej laserów towarzyszy znaczna degradacja stabilności ich pracy. W tych przypadkach korzysta się z zewnętrznej modulacji światła stosując modulatory elektrooptyczne.

Modulatory elektrooptyczne realizuje się wyłącznie w technologii optyki zintegrowanej z wykorzystaniem falowodów paskowych na podłożu LiNbO_3 . Częstotliwość modulacji sięga rzędu kilku GHz, a w szczególnych przypadkach do 10 GHz.

Trwają prace nad zwiększeniem częstotliwości modulacji do 40 GHz, gdyż taka jest teoretyczna częstotliwość detekcji bezpośredniej. W procesie modulacji wykorzystuje się dwa efekty:

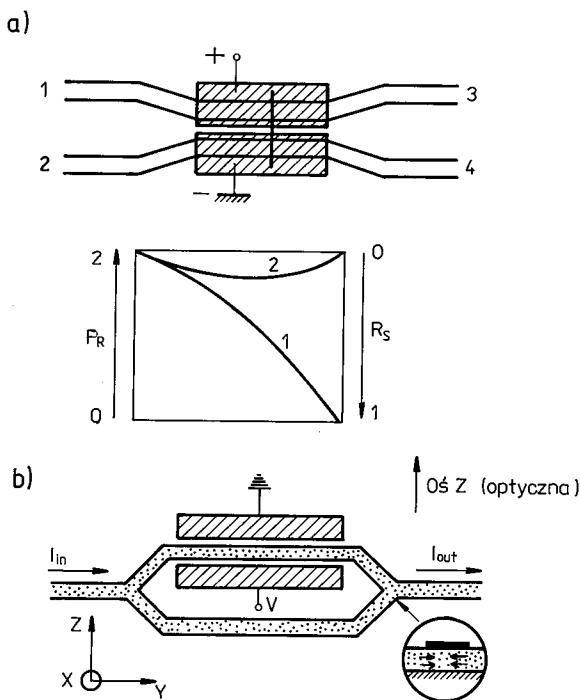
1) modulację sprzężenia między falowodami (rys. 22);

Na wyjściu 4 pojawia się impuls optyczny tylko w momencie przyłożenia napięcia

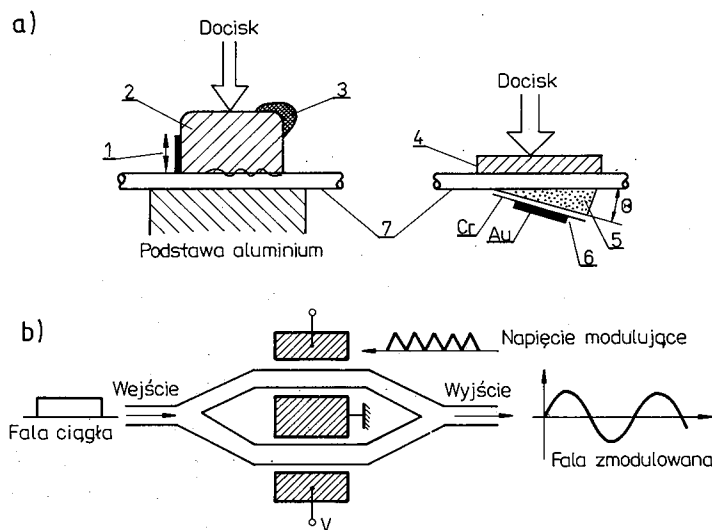
2) interferowanie optyczne dwóch sygnałów (rys. 22);

Jeżeli przesunięcie fazowe między ramionami interferometru Macha-Zehndera wynosi π to sygnały z obu ramion wygaszają się i na wyjściu brak jest sygnału optycznego

Typowa wartość napięcia modulacji przy częstotliwości 3—9 GHz wynosi $V_\pi \approx 5\text{—}10\text{ V}$.



Rys. 22. Elektrooptyczne modulatory amplitudy a) z wykorzystaniem modulacji sprzężenia, b) z wykorzystaniem interferometru falowodowego typu Macha-Zehndera



Rys. 23. Modulatory częstotliwości w układach transmisji światłowodowej: a) akustooptyczne światłowodowe, b) elektrooptyczny planarny

1 — przetwornik PZT, 2 — materiał tłumiący, 3 — blok aluminiowy, 4 — blok aluminiowy, 5 — stopiony kwarc, 6 — przetwornik PZT, 7 — światłowód jednomodowy

4.8. MODULATORY CZĘSTOTLIWOŚCI

Częstotliwościowa modulacja jest często używana w systemach (układach) transmisji koherentnej z detekcją heterodynową. Wówczas przy korzystaniu z jednego źródła światła np. w układzie interferometru w jednym z ramion dokonuje się przesunięcie częstotliwości optycznej przez dodanie częstotliwości modulacji najczęściej akustycznej $f = f_s + \Omega$

Znane są planarne modulatory akustooptyczne lecz tutaj utrudnione jest sprzężenie falowodu planarnego ze światłowodem, chociaż próby takie są notowane w literaturze. Najczęściej dąży się do bezpośredniej modulacji światłowodu przez falę akustyczną w układzie, który przedstawiono na rys. 23.

Możliwe jest również zrealizowanie modulacji częstotliwościowej w modulatorze fazy (rys. 13) lub interferometrze falowodowym Macha-Zehndera (rys. 22) przykładając napięcie modulacji w kształcie piły. Na wyjściu otrzymamy wówczas sinusoidalne zmodulowane natężenie światła częstotliwością modulacji równą częstotliwości пилоkształtnego napięcia.

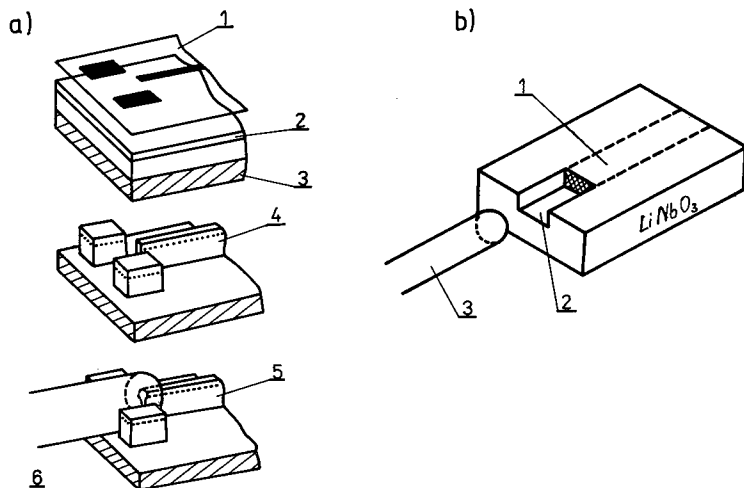
4.9. ZŁĄCZE — ŚWIATŁOWÓD WŁÓKNISTY — FALOWÓD PASKOWY

Zapewnienie efektywnego połączenia optycznego między końcówką światłowodu a elementem optyki zintegrowanej — falowodem paskowym warunkuje praktyczne wykorzystanie wielu walorów elementów zintegrowanych, a szczególnie możliwości elektrooptycznego sterowania strumieniem optycznym w zamkniętym układzie światłowodowym. Różne geometrie przekroju falowodów, różne apertury numeryczne,

różne wreszcie materiały i ich współczynniki załamania tworzą barierę, którą trudno pokonać bez specjalnych zabiegów technologicznych. Stosowane wcześniej sposoby wzbudzania falowodów planarnych i paskowych za pomocą pryzmatów i siatek nie znalazły uznania w użyciu technicznym.

Podstawowym sposobem pozostaje bezpośrednie czołowe łączenie obu falowodów (na styk) lub pośrednio przez ciecze imersyjne lub soczewki włókniste lub mikroskopo-

we. Osobnym problemem pozostaje zapewnienie obróbki czoł obu falowodów i justacja połączenia przy kilkumikronowych wymiarach falowodów ($3\text{--}5\text{ }\mu\text{m}$ falowody paskowe i $5\text{--}7\text{ }\mu\text{m}$ światłowody jednomodowe w zakresie długości fal $\lambda = 0,9\text{--}1,3\text{ }\mu\text{m}$). Na rys. 24 przedstawiono połączenie światłowodu z falowodem paskowym na podłożu krzemowym (rys. 24a) i dyfuzyjnym falowodem na podłożu niobianu litu (rys. 24b).



Rys. 24. Połączenia światłowodu a) z falowodem paskowym na podłożu krzemowym,

1 — maska fotolitograficzna, 2 — warstwy pośrednie, 3 — podłoże Si, 4—5 — falowody paskowe

b) z falowodem dyfuzyjnym na podłożu z nionianu litu

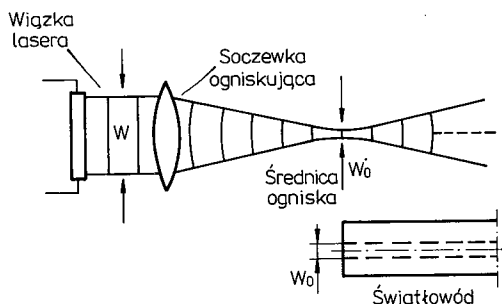
1 — falowód paskowy, 2 — rowek wykonany techniką fotolitografii i trawienia jonowego, 3 — światłowód

W pierwszym przypadku wykorzystuje się tzw. V-rowki wytrawione w płytkach krzemowych. Justację połączenia prowadzi się za pomocą manipulatorów o submikronowych przesuwach i pod kontrolą optyczną transmisji łącza.

4.10. POŁĄCZENIE OPTYCZNE LASER—ŚWIATŁOWÓD

Procedura wzbudzania światłowodu strumieniem lasera polega na doborze soczewki ogniskującej strumień lasera na rdzeniu światłowodu. Rozmiary ogniska winny odpowiadać rozmiarom rdzenia światłowodu, a właściwie rozmiarom jego

plamki świecenia. Mimo pozornej prostoty, w praktyce otrzymanie efektywnego sprzężenia nie jest łatwe. Kąt akceptacji światłowodu jednomodowego wynosi $2\alpha = 10\text{--}11^\circ$ oraz średnica rzędu $3\text{--}7\text{ }\mu\text{m}$ (dla $\lambda = 0,6\text{--}1,3\text{ }\mu\text{m}$).



Rys. 25. Ogniskowanie równoległego strumienia optycznego

Rys. 25 przedstawia schemat ogniskowania strumienia lasera o średnicy W i długości fali λ . Średnica ogniska na długości ogniskowej f wynosi:

$$W_0 = \frac{\lambda f}{\pi W}$$

Jeżeli dla przykładu chcemy pobudzić światłowód o średnicy $2,5\text{ }\mu\text{m}$ promieniem lasera He-Ne średnicy wiązki $0,5\text{ mm}$ [W] to ogniskowa soczewki winna wynosić:

$$f = \pi \frac{W_0 W}{\lambda} = 6,2\text{ mm}$$

co odpowiada ogniskowej obiektywu o powiększeniu 30%. Możliwe jest wytworzenie mniejszego ogniska od średnicy światłowodu, ale wówczas kąt rozbieżności wiązki będzie większy od kąta akceptacji światłowodu i sprzężenie będzie mniej efektywne. Teoretycznie możliwe jest sprzężenie o efektywności do 97%; w praktyce jednak nie przekracza się wartości 50%.

Zamiast soczewki objętościowej celowe jest użycie soczewki włóknistej o zbliżonych własnościach optycznych ze względu na podobieństwo kształtu i wymiarów z łączonym światłowodem.

ZAKOŃCZENIE

Konstrukcja złożonych systemów i układów transmisji światłowodowej nie może być realizowana bez bazy elementowej techniki światłowodowej. Wielkość rozwiązań i różnorodność stosowanej technologii, duży nakład pracy ręcznej, brak możliwości automatyzacji wyrobów, mały wreszcie popyt na powyższe elementy w kraju utrudnia ich opracowanie i wytwarzanie na skalę przemysłową. Tym bardziej, że w wielu przypadkach ich zastosowanie ma charakter eksperymentalny. Dlatego też elementy te w znacznej większości mogą być opracowywane i wytwarzane w laboratoriach i warsztatach instytutów fizycznych lub małych firm dopóki nie będzie popytu w skali przemysłowej.

BIBLIOGRAFIA

1. D.G. Buker: *Fiber optic design and applications*. A. Prentice: Hall company reston, 1985
2. J. Geisler, G. Beaven, J.P. Bontruche: *Optical fibres*. Pergamon press. 1986
3. Luc B. Jeunhomme: *Single-mode fiber optics*. New York and Busel, 1983
4. K. Noda: *Optical fiber transmission*. North Holland, 1986
5. B. Culshaw: *Optical fibre sensing and signal processing*. London, 1984
6. K. Iizuka: *Engineering optics*. Springer-Verlag, Tokyo, 1983
7. E.J. Friebele: *Optical fiber waveguides in radiation environments*. Optical Engineering, 1979, vol. 18, nr 6, s. 552—561
8. E. W. Taylor: *Geminate recombination behavior of a X-ray irradiated single-mode LiNbO₃:Ti waveguide operating at 1300 nm*. J. Opt. Commun., 1988, vol. 9, nr 2, s. 64—66
9. E.J. Friebele, P.C. Schultz, and M.E. Gingerich: *Compositional effects on the radiation response of Ge-doped silica-core optical fiber waveguides*. Applied Optics, 1980, vol. 19, nr 17, s. 2910—2916
10. S. Trillo and S. Wabnitz, G. Assanto, C.T. Seaton, and G.I. Stegeman: *Experimental observation of polarization instability in a birefringent optical-fiber*. Appl. Phys. Lett., 1986, vol. 49, nr 19, s. 1224—1226
11. C.D. Hussey, J.D. Minelly: *Optical fibre polishing with a motor-driven polishing wheel*. Electronics Letters, 1988, vol. 24, nr 13, s. 805—807
12. H. Harms and A. Papp: *Magneto-optical current transformer*. Applied Optics, 1980, vol. 19, nr 22, s. 3729—3745
13. A.H. Smith: *Polarization and magneto-optic properties of single-mode optical fiber*. Applied Optics, 1978, vol. 17, nr 1, s. 52—55
14. G.W. Day, D.H. Payne, A.J. Barlow, and J.J. Ramskov-Hansen: *Faraday rotation in coiled, monomode optical fibres: isolators, filters, and magnetic sensors*. Optics Letters, 1982, vol. 7, nr 5, s. 238—240
15. M. Imai, Y. Ohtsuka, A. Odajima: *Electric-field sensitive optical fibers with radially poled piezoelectric fluoroplastic jacket*. Transducers '87, s. 204—207
16. M. Green, T.J. Tate: *Fabrication of twin rectangular-cored fibre couplers*. Electronics Letters, 1987, vol. 23, nr 11, s. 593—595
17. K.S. Chiang: *Birefringent-fibre polarisation splitters*. Electronics Letters, 1987, vol. 23, nr 17, s. 908—909
18. S.Y. Suh, S.W. Granlund, A.J. Lumsdaine, D.A. Snyder, S.J. Wetzel, C.J. Danielles, K.W. Haag: *Active star coupler based fiber-optic local area network*. Journal of Lightwave Technology, 1987, vol. LT-5, nr 8, s. 1050—1061
19. M. Zhang and E. Garmire: *Single-mode fiber directional coupler*. Journal of Lightwave Technology, 1987, vol. 5, nr 2, s. 260—267
20. E. Maekawa, Y. Azuma: *Design and characteristics of a branching component for bunched optical fiber using two graded-index rod lenses*. Journal of Lightwave Technology, 1987, vol. 5, nr 2, s. 206—210
21. Bimal K. Nayar and David R. Smith: *Monomode-polarization-maintaining fiber directional couplers*. Optics Letters, 1983, vol. 8, nr 10, s. 543
22. K.P. Koo, D.C. Tran: *Glass-gel-coated single-mode-fibre coupler with programmable power splitting ratio*. Electronics Letters, 1982, vol. 18, nr 22, s. 941—943
23. M. Wagatsuma, T. Kimura, Y. Shuto, S. Yamakawa: *Optical fibre coating speed prediction from flow properties of coating materials*. Electronics Letters, 1982, vol. 18, nr 17, s. 731—732
24. V.J. Tekippe, W.R. Willson: *Single-mode directional couplers*. Laser Focus/electro-optics, 1985, s. 132—144
25. M.J.F. Digonnet and H.J. Shaw, Fellow, IEEE: *Analysis of a tunable single mode optical fiber coupler*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1982, vol. 18, nr 4, s. 746—754
26. R.G. Lamont, D.C. Johnson, K.O. Hill: *Power transfer in fused biconical-taper single-mode fiber couplers: dependence on external refractive index*. Applied Optics, 1985, s. 327—332

27. R. Falciai, G. Berile, A. Bini, A. G. Mignani, A. M. Scheggi: *Large core diameter fiber-optic branching coupler*. Applied Optics, 1987, vol. 26, nr 3, s. 450—451
28. B. S. Kawasaki, K. D. Hill, and R. G. Lamont: *Biconical-taper single-mode fiber coupler*. Optics Letters, 1981, s. 327—328
29. T. Brichenko, A. Fielding: *Stable low-loss single-mode couplers*. Electronics Letters, 1984, vol. 20, nr 20, s. 230—232
30. M. Kawachi, B. S. Kawasaki, K. O. Hill: *Fabrication of single-polarisation single-mode-fibre couplers*. Electronics Letters, 1982, vol. 18, nr 22, s. 962—964
31. J. Bures, S. Lacroix, C. Veilleux, J. Lapierre: *Letters to the editor*. Applied Optics, 1984, vol. 23, nr 7, s. 968—969
32. J. Bures, S. Lacroix et J. Lapierre: *Analyse d'un coupler bidirectionnel a fibres optiques monomodes fusionnees*. Applied Optics, 1983, vol. 22, nr 12, s. 1918—1922
33. I. Yokohama, K. Okamoto, M. Kawachi, J. Noda: *Polarising fibre coupler with high extinction ratio*. Electronics Letters, 1984, vol. 20, nr 24, s. 1004—1005
34. M. P. Varnham, D. N. Payne, R. D. Birch, E. J. Tabrox: *Single-polarisation operation of highly birefringent bow-tie optical fibres*. Electronics Letters, 1983, vol. 19, nr 7, s. 246—247
35. C. Lin, L. Cheo and W. K. Burns: *Polarization characteristics of single-mode fiber couplers*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1982, vol. 18, nr 10, s. 1589—1600
36. P. D. McIntyre and A. W. Snyder: *Power transfer between nonparallel and tapered optical fibres*. Journal of the Optical Society of America, 1974, vol. 64, nr 3, s. 285—288
37. R. A. Bergh, G. Kotler, H. J. Shaw: *Single-mode fiber optic directional coupler*. Electronics Letters, 1980, vol. 16, nr 7, s. 260—261
38. J. Xu, R. D. Driver, J. Ganis, D. R. Maack: *Direct bonding yields low-cost plastic star couplers*. Laser Focus/Electro-Optics, 1988, s. 180—190
39. E. Shafir, A. Hardy, M. Tur: *Polarisation-maintaining fibre couplers with misaligned birefringent axes*. Electronics Letters, 1988, vol. 24, nr 12, s. 754—757
40. W. Johnstone, G. Stewart, B. Culshaw, T. Hart: *Fibre-optics polarisers and polarising couplers*. Electronics Letters, 1988, vol. 24, nr 14, s. 866—872
41. A. Fielding, T. Brichenko: *Single-mode fused couplers insensitive to external refractive index*. Electronics Letters, 1988, vol. 24, nr 14, s. 851—854
42. J. F. Dalglish: *Splices, connectors, and power couplers for field and office use*. Proceedings of the IEEE, 1980, vol. 68, nr 10, s. 1226—1231
43. P. J. Severin: *Self-routing fibre-optics networks and switches using multitailed receiver/transmitter units*. Electronics Letters, 1987, vol. 23, nr 12, s. 651—652
44. D. H. McMahon: *Multimode optical switching*. Laser Focus, 1979, s. 46—64
45. S. R. Friberg, Y. Silberberg, M. K. Oliver, M. J. Andrejco, M. A. Saifi, P. W. Smith: *Ultrafast all-optical switching in a dual-core fiber nonlinear coupler*. Appl. Phys. Lett., 1987, vol. 51, nr 15, s. 1135—1137
46. Y. Sampei, S. Naito: *Plozt fiber-optic switch*. Journal of Lightwave Technology, 1987, vol. 5, nr 9, s. 1203—1206
47. A. D. Kersey, A. Dandridge: *Monomode fibre polarisation scrambler*. Electronics Letters, 1987, vol. 23, nr 12, s. 634—636
48. R. Ulrich: *Polarization stabilization on single-mode fiber*. Appl. Phys. Lett., 1979, vol. 35, nr 11, s. 840—842
49. *Endlessly rotatable fractional-wave devices for single-mode fibre optics*. Electronics Letters, 1986, vol. 22, nr 2, s. 78—79
50. I. Yokohama, K. Okamoto, J. Noda: *Polarisation-independent optical circulator consisting of two fibre-optic polarising beam splitters and two YIG spherical lenses*. Electronics Letters, 1986, vol. 22, nr 7, s. 370—371
51. J. Noda, T. Hosaka, Y. Sasaki: *Disoersion of Verdet constant in stress-birefringent silica fibre*. Electronics Letters, 1984, vol. 20, nr 22, s. 906—908

52. B. Hillerich, E. Weidel: *Polarization noise in single mode fibers and its reduction by depolarizers*. Optical and Quantum Electronics, 1983, vol. 15, s. 281—287
53. M. P. Varnham, D. N. Payne, A. J. Barlow, E. J. Tarbox: *Coiled-birefringent-fiber polarizers*.
54. R. A. Bergh, H. C. Lefevre, H. J. Shaw: *Single-mode fiber-optic polarizer*. Optics Letters, 1980, vol. 5, nr 11, s. 479—481
55. H. C. Lefevre: *Single-mode fibre fractional wave devices and polarisation controllers*. Electronics Letters, 1980, vol. 16, nr 20, s. 778—790
56. T. Hosaka, K. Okamoto, and J. Noda: *Single-mode fiber-type polarizer*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1982, vol. 18, nr 10, s. 1569—1572
57. W. Eickhoff: *In-line fibre-optic polariser*. Electronics Letters, 1980, vol. 16, nr 20, s. 762—763
58. M. Kawachi: *Fabrication of polarisation-maintaining 3×3 single-mode-fibre couplers*. Electronics Letters, 1983, vol. 19, nr 19, s. 781—783
59. R. H. Stolen, W. Pleibel, J. R. Simpson, W. A. Reed, G. Mitchell: *Short w-tunnelling fibre polarisers*. Electronics Letters, 1988, vol. 24, nr 9, s. 524—525
60. *Lasing at $2,08 \mu\text{m}$ and $1,38 \mu\text{m}$ in a holmium doped fluoro-zirconate fibre laser*. Electronics Letters, 1988, vol. 24, nr 9, s. 539
61. H. Yahagawa, T. Ochiai, H. Hayakawa, H. Miyazawa: *Miniature fibre optic polariser*. Elect. Lett., 1988, vol. 24, nr 10, s. 596—597
62. E. H. Turner, R. H. Stolen: *Fiber Faraday circulator or isolator*. Optic Lett., 1982, vol. 6, nr 7, s. 322—323
63. R. H. Stolen, A. Ashkin, W. Pleibel, J. M. Dziedzic: *In-line fiber-polarization-rocking rotator and filter*. Opt. Lett., 1984, vol. 9, nr 7, s. 3302
64. S. P. Shipley, A. El Fatatry: *All single-mode optical fibre wavelegth-tunable WDM with very narrow pass/stopband separations*. Elect. Lett., 1987, vol. 23, nr 10, s. 522—524
65. M. Johnson: *Optical-actuator-multiplexed, serial transmission fiber encoder*. Optical Communication, 1988, vol. 65, nr 2, s. 87—90
66. M. Dignonnet, H. J. Shaw: *Wavelegth multiplexing in single-mode fiber couplers*. Applied Optics, 1983, vol. 22, nr 3, s. 484—491
67. A. J. A. Nicia, C. J. T. Potters, A. H. L. Tholen: *An optical communication system with wavelength-division multiplexing and minimized insertion losses*. Philips Tech. Rev. 43, nr 11/12, s. 345—368
68. I. Nishi, T. Oguchi, K. Kato: *Broad passband multi/demultiplexer for multimode fibers using a diffraction grating and retroreflectors*. Journal of Lightwave Technology, 1987, vol. 5, nr 12, s. 1695—1700
69. A. Frenkel, C. Lin: *In-line tunable etalon filter for optical channel selection in high density wavelength division multiplexed fibre systems*. Elect. Lett., 1988, vol. 24, nr 3, s. 159—161
70. A. J. A. Nicia, C. J. T. Potters, A. H. L. Tholen: *An optical communication system with wavelength-division multiplexing and minimized inseration losses*. Philips Tech. Rev. 43, nr 11/12, s. 344—368
71. D. J. Albares iinni: *Chirped grating WDM demultiplexer*.
72. E. Meissner: *Novel type of fibre-optic ring resonator*. Elect. Lett., 1987, vol. 23, nr 13, s. 683—684
73. C. N. Pannell iinni: *Optical frequency shifter using linearly birefringent monomode fibre*. Elect. Lett., 1987, vol. 23, nr 16, s. 847—848
74. W. P. Risk iinni: *Acousto-optic frequency shifting in birefringent fiber*. Optics Letters, 1984, vol. 9, nr 7, s. 309—311
75. C. Y. Yue iinni: *Fibre ring resonator with finesse of 1260*. Elect. Lett., 1988, vol. 24, nr 10, s. 622—623
76. P. A. Davies: *Four-port fibre-optic ring resonator*. Optics Lett., 1988, vol. 24, nr 11, s. 662—663
77. N. A. D. Stokes iinni: *Self-excited vibrations of optical microresonators*. Elect. Lett., 1988, vol. 24, nr 13, s. 777—779
78. C. C. Wang: *High-frequency narrow-band single-mode fiber-optic transversal filters*. Journal of Lightwave Tech., 1987, vol. 5, nr 1, s. 77—81

79. K. Okamoto: *Fibre-optic spectral filters consisting of concatenated dual-core fibers*. Elect. Lett., 1986, vol. 22, nr 4, s. 211—212
80. K. Mokrishita i inni: *In-line optical fibre filters using dispersive materials*. Elect. Lett., 1987, vol. 23, nr 7, s. 319—320
81. M. Johnson: *Single-mode-fiber birefringent filters*. Optical Letters, 1980, vol. 5, nr 4, s. 142—144
82. M. C. Farries i inni: *Very high-rejection optical fibre filters*. Elect. Lett., 1986, vol. 22, nr 21, s. 1126—1128
83. *Subnanometer bandwidth interference filter for optical fiber communication systems*. Applied Optics, 1988, vol. 27, nr 8, s. 1385—1386
84. K. S. Lee, F. S. Barnes: *Simple side for coupling between laser diode and single-mode optical fiber*. Appl. Optics, 1987, vol. 26, nr 12, s. 2294—2296
85. W. K. Burns, M. Abebe: *Coupling model for fused fiber couplers with parabolic taper shape*. Appl. Optics, 1987, vol. 26, nr 19, s. 4190—4192
86. F. Martinez i inni: *Practical single-mode fibre-horn beam expander*. Elect. Lett., 1988, vol. 24, nr 1, s. 14—16
87. M. Sato, M. Taschikura: *A method for measuring fusion splice losses of multimode optical fibers using light injection into spliced portion*. J. Opt. Commun., 1987, vol. 8, nr 3, s. 108—113
88. L. A. Reith, P. W. Shumate: *Coupling sensitivity if an edge-emitting led to single-mode fiber*. Journal of Lightwave Technology, 1987, vol. 5, nr 1, s. 29—34
89. D. W. Peckham: *Multimode optical fiber splice loss: relating system and laboratory measurements*. Journal of Lightwave Technol., 1987, vol. 5, nr 11, s. 1630—1635
90. D. H. Christodoulides, L. A. Reith, M. A. Saifi: *Theory of led coupling to single-mode fibers*. Journal of Lightwave Technology, 1987, vol. 5, nr 11, s. 1623—1629
91. K. Chemn, D. Kerps: *Coupling efficiency of surface-emitting led's to single mode fibers*. Journal of Lightwave Technology, 1987, vol. 5, nr 11, s. 1600—1603
92. N. Amitay i inni: *Optical fiber tapers—a novel approach to self-aligned beam expansion and single-mode hardware*. Journal of Lightwave Technology, 1987, vol. 5, nr 1, s. 70—76
93. F. Bude, W. van Etten: *Letters of the edition*. Applied Optics, 1987, vol. 26, nr 7, s. 1158—1160
94. R. L. Gallawa, X. Li: *Calibration of optical fiber power meters: the effect of connectors*. Applied Optics, 1987, vol. 26, nr 7, s. 1170—1174
95. E. Neumann: *Beam transformers for obtaining low-loss splices between dissimilar-mode fibers*. J. Opt. Soc. Am. A., 1987, vol. 4, nr 6, s. 1021—1029
96. M. B. Spitzer i inni: *Development of an electrostatically bonded fiber optic connection technique*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1982, vol. 18, nr 10, s. 1584—1588
97. H. Murata: *Moulded optical-fibre connectors using rods and balls*. Elect. Lett., 1979, vol. 15, nr 13, s. 369—370
98. Y. Sasaki i inni: *Splicing of single-polarisation fibers by an optical short-pulse method*. Elect. Lett., 1982, vol. 18, nr 23, s. 997—998
99. H. Tsuchiya i inni: *Double eccentric connectors for optical fibers*. Appl. Optics, 1977, vol. 16, nr 5, s. 1323—1331
100. R. A. Wey: *Connectors: trends, laser focus/electro-optics*. 1987, s. 130—150
101. R. Keil i inni: *Experimental investigation of the beam spot size radius in single-mode fibre tapers*. Elect. Lett. 1984, vol. 20, nr 15, s. 621—622
102. K. P. Jędrzejewski, F. Martinez i inni: *Tapered-beam expander for single-mode optical-fibre gap devices*. Elect. Lett., 1986, vol. 22, nr 2, s. 105—106
103. A. Liang i inni: *Mode-field radius of noncircular fiber*. Elect. Lett., 1988, vol. 24, nr 10, s. 646—647
104. Y. Yamada, M. Kobayashi: *Single-mode optical fiber connection to high-silica waveguide with fiber geiding groove*. Journal of Lightwave Technology, 1987, vol. 5, nr 12, s. 1716—1720
105. S. D. Cusworth, J. M. Senior: *Optical fibre sensing using grin rod lenses*. Journal of Optical Sensors, 1987, vol. 2, nr 6, s. 421—436
106. A. S. L. Gomes, A. S. Gouveia-Neto, J. R. Taylor: *Optical fibre-grating pulse compressors*. Optical and Quantum Electronics, 1988, vol. 20, s. 95—112

107. J. D. Rees, W. L. Ma: *Some radiometric properties of gradient-index fiber lenses*. Applied Optics, 1980, vol. 19, nr 7, s. 1065—1069
108. R. A. Thompson, P. P. Giordano: *An experimental photonic time-slot interchanger using optical fibers as reentrant delay-line memories*. Journal of Lightwave Technology, 1987, vol. 5, nr 1, s. 154—162
109. Y. Li, G. Eichmann: *Hough-transform-based circle detection using an array of multimode optical fibres*. Optics Communications, 1987, vol. 61, nr 4, s. 248—251
110. J. E. Bowers i inni: *Fibre-optic variable delay lines*. Elect. Lett., 1982, vol. 18, nr 23, s. 999—1000
111. G. E. Betts, J. C. Bradley i inni: *Axially symmetric geodesic lenses*. Applied Optics, 1978, vol. 17, nr 15, s. 2346—2351
112. J. Van Der Donk, P. E. Lagasse: *Analysis of geodesic lenses by beam propagation method*. Elect. Lett., 1980, vol. 16, nr 8, s. 292—294
113. D. Kassai, E. Maron: *Aberration-corrected rounded-edge geodesic lenses*. J. Opt. Soc. Am., 1979, vol. 69, nr 9, s. 1242—1254
114. P. R. Morkel: *All-fibre, diode-pumped recirculating-ring delay line*. Elect. Lett., 1988, vol. 24, nr 10, s. 608—609

M. SZUSTAKOWSKI

ELEMENTS AND SUBSYSTEMS OF FIBRE OPTOELECTRONICS: PHYSICAL BASIS, DESIGN, APPLICATIONS

Summary

Applications of fibre techniques in the 1980s considerably exceeded communication connections of the point-point type. The development of local area networks, integrated information networks, computer networks and control measuring systems stimulates the development of structural elements and sub-assemblies for building up complex configurations of the latter systems. At the same time, a new generation of meters of physical values in the form of fibre sensors, appears in technical applications. The development and practical application of complex configurations of local area networks and fibre sensors is conditioned by the development and the technical efficiency of optical elements used for their construction. Elements and sub-assemblies of fibre technique are mainly based upon the technology of fibre optics and the technology of integrated optics. The first is based on fibres and their connections, the second on planar waveguides built up in optically active media (glass, monocrystals). The combination of the elements of both technologies gives rise to technical problems and its mastering conditions the interchangeability of the elements of both technologies in fibre light-guide systems and connections.

The paper presents a survey of elements and sub-assemblies made in a all-fibre technique and their substitutes or new elements accessible only in the planar technology. Because of the limited range of this publication, only a short description of elements and schemes of their construction is presented.

SPIS TREŚCI

L. Borowicz, A. Zając: Technologia elementów optycznych do laserów	235
W. Woliński, J. Kęsik; T. Adamowicz: Lasery jonowe	261
B. Mrozwicz: Lasery półprzewodnikowe dużej mocy o pracy ciągłej	285
A. Kujawski: Generacja skrajnie krótkich impulsów	307
E. Stanowski, A. Graczyk: Fotochemiczne metody diagnostyki i terapii nowotworów	313
R. Józwicki: Zmiany w teorii odwzorowania wywołane pojawieniem się laserów	325
M. Szustakowski: Światłowody w technice mikrofalowej	337
M. Szustakowski: Elementy i podzespoły optoelektroniki światłowodowej — podstawy fizyczne, konstrukcja, zastosowania	357

CONTENTS

L. Borowicz, A. Zając: Manufacture of optical elements of lasers	235
W. Woliński, J. Kęsik, T. Adamowicz: Ionic lasers	261
B. Mrozwicz: High-power solid-state lasers for continuous duty	285
A. Kujawski: Generation of extremely short pulses	307
E. Stanowski, A. Graczyk: Photochemical methods for diagnostic and treatment of tumors	313
R. Józwicki: Change of the simulation theory owed to lasers	325
M. Szustakowski: Fibres in microwave techniques	337
M. Szustakowski: Elements and subsystems of fibre optoelectronics: physical basic, design, applications	357

Kwartalnik Elektroniki i Telekomunikacji

„KWARTALNIK ELEKTRONIKI I TELEKOMUNIKACJI”

każdy może kupić w Księgarni Państwowego Wydawnictwa Naukowego Warszawa, ul. Miodowa 10.

Bieżące i wcześniejsze numery kwartalnika można także kupić lub zaprenumerować w Ośrodku Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych Polskiej Akademii Nauk.

ORPAN

- w Warszawie:** Pałac Kultury i Nauki, 00-901 Warszawa, centr. tel. 20-02-11 wew. 21-05, Dział Wydawnictw Krajowych
- w Białymstoku:** 15-082 Białystok, ul. Nowotki 13
tel. 415-070 wew. 175
- w Lublinie:** 20-031 Lublin, Pl. Marii Skłodowskiej-Curie 5
tel. 375-413
- w Łodzi:** 90-265 Łódź, ul. Piotrkowska 48
tel. 333-702
- w Katowicach:** 40-007 Katowice, ul. Bankowa 11
tel. 587-709
- w Krakowie:** 31-020 Kraków, ul. Św. Marka 22
tel. 215-314
- w Poznaniu:** 61-725 Poznań, ul. Mielżyńskiego 27/29
tel. 524-516
- w Wrocławiu:** 50-071 Wrocław, Pl. Wolności 7
tel. 340-16

Prenumerata ze zleceniem dostawy za granicę jest o 100% wyższa. Koszt dostawy lotniczej pokrywa prenumerator.

POLSKA AKADEMIA NAUK
KOMITET ELEKTRONIKI I TELEKOMUNIKACJI

Nr indeksu 363189

PLISSN 0867-6747

KWARTALNIK
ELEKTRONIKI I TELEKOMUNIKACJI
ELECTRONICS AND
TELECOMMUNICATIONS
QUARTERLY

dawniej

ROZPRAWY ELEKTROTECHNICZNE

TOM XXXVI — ZESZYT 3-4

WYDAWNICTWO NAUKOWE PWN
WARSZAWA 1990

POLSKA AKADEMIA NAUK
KOMITET ELEKTRONIKI I TELEKOMUNIKACJI

**KWARTALNIK
ELEKTRONIKI I TELEKOMUNIKACJI
ELECTRONICS AND
TELECOMMUNICATIONS
QUARTERLY**

TOM XXXVI — ZESZYT 3-4

WYDAWNICTWO NAUKOWE PWN
WARSZAWA 1990

RADA REDAKCYJNA

Przewodniczący
prof. dr ADAM SMOLIŃSKI
członek rzeczywisty PAN

Członkowie

prof. dr hab. DANIEL JÓZEF BEM, prof. dr hab. inż. MICHAŁ BIAŁKO — czł. koresp. PAN,
prof. dr inż. KAZIMIERZ DZIĘCIOŁOWSKI, prof. dr hab. inż. STEFAN HAHN — czł. koresp.
PAN, prof. dr inż. ANDRZEJ HAŁAS, prof. dr inż. ZDZISŁAW KACHLICKI, 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, prof. dr inż. ANDRZEJ
ZIELIŃSKI, prof. dr inż. MARIAN ZIENTALSKI

REDAKCJA

Redaktor naczelny
prof. dr hab. inż. WIESŁAW WOLIŃSKI

Zastępcą Redaktora Naczelnego
doc. dr inż. KRYSZTYN PLEWKO

Sekretarz Odpowiedzialny
mgr KRYSZYNA LELAKOWSKA

ADRES REDAKCJI

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

Dyżury Redakcji: środy i piątki, godz. 14—16
tel. 28 89 81 210 07-737

Telefony domowe: Redaktora Naczelnego: 12 17 65
Zast. Red. Naczelnego: 26 83 41
Sekretarza Odpowiedzialnego: 25 29 18

Wydawnictwo Naukowe PWN
Warszawa, ul. Miodowa 10

Ark. wyd. 29,0	Zamówienie nr 2286/12/91
Ark. druk. 24,0	Oddano do składania w maju 1991 r.
Papier offsetowy kl. III 70 g, 70 × 100	Podpisano do druku w lutym 1992 r.

Drukarnia Naukowo-Techniczna, Warszawa

*Z okazji pięknego Jubileuszu 80-lecia urodzin
Profesora ADAMA SMOLIŃSKIEGO
Wychowawcy wielu pokoleń polskich elektroników oraz
jako Przewodniczącemu Rady Redakcyjnej
naszego kwartalnika
życzenia zdrowia, pomyślności oraz zachowania aktywności
i energii w realizacji dalszych zamierzeń*

składa Redakcja

Jubileusz 80-lecia urodzin Profesora Adama Smolińskiego

ALFRED ŚWIT

Profesor Adam Smoliński urodził się w Radziechowie koło Lwowa. Mając 22 lata ukończył w roku 1933 studia na wydziale Elektrycznym Politechniki Warszawskiej w zakresie radiotechniki i elektroniki wojskowej. Będąc jeszcze studentem pisze swą pierwszą rozprawę naukową na temat tłumienia filtrów oporowo-pojemnościowych, a za swą pracę dyplomową otrzymuje nagrodę Wydziału Elektrycznego. Stopień doktora nauk technicznych uzyskał w 1945 r. także na Politechnice Warszawskiej broniąc rozprawy doktorskiej p.t. „Teoria wzmacniaczy klasy AB pracujących z lampami trójelektrodowymi”. Promotorem rozprawy był prof. J. Groszkowski.

Pracę zawodową rozpoczął Profesor Adam Smoliński w 1934 r. w Państwowych zakładach Tele- i Radiotechnicznych gdzie pracował w dziedzinie radiotechniki do końca 1949 r. na stanowiskach od konstruktora do dyrektora technicznego włącznie.

Od 1945 r. Profesor Adam Smoliński wiąże swe losy z Uczelnią, której jest wychowankiem. Podejmuje pracę naukowo-dydaktyczną na Wydziale Elektrycznym, pracując początkowo na stanowisku zastępcy profesora, następnie od 1949 r. profesora nadzwyczajnego, a od roku 1956 na stanowisku profesora zwyczajnego.

W latach 1947—1952 Profesor Adam Smoliński pełni obowiązki kierownika Oddziału Telekomunikacji Wydziału Elektrycznego, należy do grona organizatorów przyszłego Wydziału Łączności, po zorganizowaniu którego był jego prodziekanem, a następnie dziekanem.

Profesor Adam Smoliński był kierownikiem zorganizowanych przez siebie Katedr Podstaw Telekomunikacji i Układów Elektronicznych, a następnie kierownikiem Zakładu Układów Elektronicznych i z kolei kierownikiem Zakładu Układów i Aparatury Mikrofalowej w Instytucie Podstaw Elektroniki Politechniki Warszawskiej. Był również organizatorem i pierwszym opiekunem Katedry Magnetyków i Dielektryków na wydziale Łączności P.W.

Jednocześnie Profesor Adam Smoliński pracował w latach 1949—1952 w Państwowym Instytucie Telekomunikacyjnym, gdzie prowadził swe prace dotyczące materiałów magnetycznych. Prace te profesor kontynuował następnie w Instytucie Podstawowych Problemów Techniki PAN gdzie był organizatorem i kierownikiem Zakładu Materiałów Magnetycznych, pełniąc w latach 1963—1966 również funkcje wice-dyrektora do spraw naukowych tego Instytutu. W 1962 r. Profesor Adam Smoliński został wybrany członkiem korespondentem, a w 1973 r. członkiem rzeczywistym Polskiej Akademii Nauk. Profesor Adam Smoliński w ciągu prawie 60

lat swej działalności naukowo-badawczej i inżynierskiej zajmował się głównie czterema działami szeroko rozumianej elektroniki:

- wzmacnianiem drgań elektrycznych,
- materiałami magnetycznymi,
- mikrofalową elektroniką ciała stałego,
- elektroniką światłowodową.

W okresie przedwojennym prowadził swe badania w Państwowych Zakładach Tele- i Radiotechnicznych, po wojnie zaś w Politechnice Warszawskiej, w Państwowym Instytucie Telekomunikacyjnym oraz w Instytucie Podstawowych Problemów Techniki PAN. Rezultatem prowadzonych prac jest blisko 300 publikacji naukowych, artykułów i referatów.

W okresie tym prace dotyczące wzmacniaczy drgań elektrycznych miały charakter głównie eksperymentalny. Profesor był autorem pionierskich w skali kraju opracowań i konstrukcji różnych typów wzmacniaczy małej częstotliwości — od wzmacniaczy mikrofonowych aż do modulatorów radiostacji nadawczych o mocach rzędu dziesiątków kilowatów. To właśnie opracowanie tych rozwiązań i konstrukcji wzmacniaczy spowodowało, że ówczesny inżynier Adam Smoliński był już wtedy zaliczany do grona najwybitniejszych polskich konstruktorów radiotechników, a w zakresie wzmacniaczy drgań małej częstotliwości był pierwszym autorytetem.

W swych powojennych pracach nad wzmacnianiem drgań elektrycznych Profesor Adam Smoliński skoncentrował się nad podstawami wzmacniania. Obok kilkunastu publikacji z tej dziedziny wymienić należy czterotomową monografię p.t. „Zasady wzmacniania” będącą fundamentalną monografią w języku polskim z zakresu wzmacniania drgań elektrycznych, podsumowującą technikę wzmacniania za pomocą lamp elektronowych. W czasach „lampy elektronowej” nikt z polskich radioelektroników nie mógł tego dzieła pominąć, gdyż należy ono do klasyki naszej literatury elektronicznej.

Prace Profesora Adama Smolińskiego nad zastosowaniem materiałów magnetycznych w radioelektronice obejmują opracowanie szeregu specjalnych układów i przyrządów do pomiarów właściwości materiałów i podzespołów magnetycznych, jak również technologii tych materiałów i podzespołów.

W IPPT PAN Profesor wraz ze swymi współpracownikami zbadał zjawisko cieplnego rozmagnesowania oraz opóźnienia magnetycznego w stalach krzemowych, co pozwoliło nie tylko na opracowanie ważnych dla przemysłu sposobów badania transformatorów i dławików, lecz również doprowadziło do wykrycia nowych typów zależności dezakomodacji od naprężeń. Ważne wyniki uzyskano także w badaniach dotyczących ferrytów o prostokątnej pętli histerezy, o dużej przenikalności początkowej oraz dotyczących ferrytów magnetostrykcyjnych i mikrofalowych. Wyniki te w znaczącym stopniu przyczyniły się do uruchomienia produkcji krajowych elementów magnetycznych do pamięci maszyn cyfrowych i podzespołów mikrofalowych.

Podjęmowane przez Profesora tematy badawcze w dziedzinie magnetyków były ówczesznie niezwykle trafnie wybrane i owocowały wieloma osiągnięciami tak nauko-

wymi jak i technicznymi, czego wyrazem są bardzo liczne na ten temat publikacje autorstwa lub współautorstwa Profesora.

Działalność naukowa Profesora Adama Smolińskiego i jego współpracowników została oceniona bardzo wysoko. W roku 1964 Profesor otrzymuje wraz z najbliższymi współpracownikami Nagrodę Państwową II-stopnia.

Obok badań dotyczących magnetyków Profesor, w związku z szybkim rozwojem mikrofalowych elementów półprzewodnikowych, tworzy zespół i zapoczątkowuje swe prace w zakresie mikrofalowej elektroniki ciała stałego. W szczególności interesuje Go technologia mikrofalowych układów scalonych i metody ich projektowania. Píše monografię p.t. „*Mikrofalowa elektronika ciała stałego*”, jest organizatorem pierwszej krajowej konferencji poświęconej tej tematyce, konferencji, która zapoczątkowała serię periodycznie organizowanych konferencji pod nazwą MIKON.

W Zakładzie Układów i Aparatury Mikrofalowej inicjuje Profesor prace badawcze i pomiarowe pozwalające ocenić jakość wytwarzanej ceramiki alundowej jako podłoża i jakości warstw metalowych hybrydowych, mikrofalowych układów scalonych. W Zakładzie były projektowane, realizowane i badane pierwsze w kraju, wytworzone w tej technologii, mikrofalowe układy scalone. Profesor Adam Smoliński prowadził wykłady poświęcone układom mikrofalowym z przyrządami półprzewodnikowymi, był promotorem rozpraw doktorskich pracowników Zakładu. Rozprawy obejmowały tematykę układów mikrofalowych z diodami tunelowymi, diodami Gunna, diodami lawinowymi i diodami ładunkowymi, a także tematykę mieszaczy i powielaczy mikrofalowych, rezonatorów dielektrycznych oraz generatorów mikrofalowych z tranzystorami MESFET. Prace te dalej kontynuują i rozwijają uczniowie Profesora, a Profesor poświęca się nowej tematyce. Jest pionierem elektroniki światłowodowej w kraju. Już w lutym 1971 r. organizuje pierwsze seminarium na temat światłowodów. Jest autorem pierwszej w kraju poważnej rozprawy naukowej na temat opublikowanej w *Rozprawach Elektrotechnicznych* (1976). Píše książkę p.t. „*Światłowody i ich zastosowania*”. Organizuje w kraju pierwsze sympozja związane z tą techniką. Inicjuje badania nad modulacją i detekcją promieniowania spójnego, powołuje zespół rozwijający badania w zakresie optoelektroniki światłowodowej. Redaguje i wydaje monografię p.t. „*Optoelektronika światłowodowa*”, organizuje pierwsze Szkoły Optoelektroniki, pod auspicjami Polskiej Akademii Nauk, jako ich Rektor.

W uznaniu zasług Profesora Adama Smolińskiego dla rozwoju elektroniki krajowej Wojskowa Akademia Techniczna nadała Mu tytuł doktora honoris causa.

Profesor Adam Smoliński bierze czynny udział w życiu naukowym i gospodarczym kraju. Jest członkiem szeregu rad naukowych instytutów i organizacji przemysłowych, członkiem towarzystw naukowych krajowych i zagranicznych, a wiele z nich nadało Mu swe członkostwo honorowe.

Znana i bardzo owocna dla kraju jest działalność Profesora na arenie międzynarodowej. Profesor jest ceniony nie tylko ze względu na wartościowe publikacje ale także ze względu na udział i wkład w organizację nauki w skali międzynarodowej. Już w 1938 r. napisał referat p.t. „*Szumy w radiostacjach nadawczych*” na Walne Zgromadzenie CCIR. Po wojnie wiąże się ściśle z URSI (International Union of Radio

Science). W latach 1977—1990 Profesor był przewodniczącym Komitetu Narodowego URSI. Na terenie Unii w latach 1972—1978 działa najpierw jako wice-przewodniczący a następnie jako przewodniczący Komisji Radioelektroniki, a w latach 1978—1984 pełnił funkcję wice-Prezydenta Unii. W 1972 r. organizował Walne Zgromadzenie Unii w Warszawie. Jako wieloletni członek IEEE (The Institute of Electrical and Electronics Engineers) zakłada Profesor w 1972 r. Polską Sekcję IEEE i był jej przewodniczącym przez dwie kadencje. Dzisiaj jako dożywotni członek IEEE — Institute Life Fellow — w dalszym ciągu aktywnie działa w Zarządzie Sekcji. Profesor Adam Smoliński jest także współzałożycielem i był pierwszym przewodniczącym Polskiego Oddziału SPIE (The International Society for Optical Engineers).

Profesor Adam Smoliński wykształcił liczną kadrę fachowców inżynierów i pracowników nauki. Grono Jego uczniów liczy ponad 30 doktorów, a wielu z nich jest już dzisiaj docentami i profesorami.

Profesor ma nadzwyczaj cenną umiejętność wytyczania problemów naukowych i gromadzenia, w celu ich wykonania, młodych obiecujących ludzi. W swej działalności stworzył wiele zespołów, które następnie po okrzepnięciu usamodzielnione przez Niego, przynoszą dzisiaj swemu twórcy wynikami swych badań — wiele uznania i chwały. Profesor wkłada dużo wysiłku w szybkie usamodzielnienie swych uczniów. Satysfakcję czerpie z tego, że Jego uczniowie już działają sami, że już mają swe własne osiągnięcia, a sam usuwa się potem skromnie jakby w cień. I jest to prawdą, ale jest to tylko część prawdy, bo jeśli spróbować podążyć w tym czasie za Profesorem to okazuje się, że jest On już daleko, już organizuje nowy zespół, już są wytknięte nowe cele. Jest pełen energii, nowych koncepcji, a przy tym wszystkim jest ogromnie skromny i jakby trochę zażenowany — uważa, że nie ma w tym nic nadzwyczajnego — po prostu zwyczajnie pracuje tak jak od wielu lat.

W całym tym krótkim przypomnieniu sylwetki i działalności Profesora Adama Smolińskiego w sposób celowy starannie unikano zaznaczenia czasu przejścia Profesora na emeryturę bo Profesor tak naprawdę nigdy na nią nie poszedł. Zawsze jest wśród nas, zawsze gotowy udzielić swojej opieki, zawsze gotowy służyć swoją radą, zawsze zaabsorbowany sprawami elektroniki, sprawami ludzi, którym trzeba pomóc i jak zawsze bardzo przy tym jest delikatny i bardzo uważa by nikogo nie urazić.

Za swe zasługi Profesor Adam Smoliński został odznaczony Złotym Krzyżem Zasługi, Krzyżem Oficerskim i Komandorskim Orderu Odrodzenia Polski, Sztandarem Pracy II i I klasy oraz wieloma Medalami i Odznaczeniami.

Ze względu na szczupłość miejsca trudno omówić wszystkie aspekty działalności Profesora, potrzebny byłby artykuł liczący dziesiątki stron bo dorobek Profesora jest ogromnie bogaty i wielostronny.

Wielce Szanowny Panie Profesorze nisko chylę głowę przed Pana pracowitym, pełnym twórczej działalności życiem i również ze swej strony składam życzenia wielu długich lat w zdrowiu i wszelkiej pomyślności.

Aproksymacja statycznej pętli histerezy za pomocą funkcji wykładniczych

LECH J. WEISS, TADEUSZ WYSOCKI

*Instytut Telekomunikacji, Akademia Techniczno-Rolnicza
Bydgoszcz*

*Otrzymano 1989.1.26
Autoryzowano do druku 1989.8.24*

W artykule opisano sposób aproksymacji krzywej średniej oraz gałęzi statycznej pętli histerezy przy użyciu funkcji wykładniczej. Podano właściwości funkcji aproksymującej oraz opisano zastosowanie funkcji korekcyjnej dla uzyskania lepszego przybliżenia gałęzi pętli. Podano sposób wyznaczania parametrów funkcji aproksymującej dla dwu przypadków: 1) gdy pętla histerezy wykazuje nasycenie i jej szerokość jest praktycznie stała, 2) gdy pętla histerezy nie wykazuje nasycenia i jej szerokości nie jest stała. Zastosowanie metody zilustrowano dwoma przykładami liczbowymi.

1. WPROWADZENIE

Ogólnie histereza jest definiowana [1, 2, 3] jako zjawisko polegające na tym, że wielkość fizyczna charakteryzująca stan układu, np. ciała, w niejednoznaczny sposób zależy od wielkości fizycznej, charakteryzującej zewnętrzne warunki. Histerezę obserwuje się, gdy stan układu (ciała) w określonej chwili zależy nie tylko od warunków zewnętrznych występujących w tejże chwili, lecz również występujących w poprzedzających ją chwilach, tzn. zależy również od „historii” układu.

W odniesieniu do niektórych układów elektronicznych i układów regulacyjnych terminem histereza określa się zjawisko polegające na tym, że wartość sygnału wyjściowego układu, przy danej wartości sygnału wejściowego, zależy od tego czy sygnał wejściowy przyjął tę właśnie wartość wzrastając czy opadając.

Graficzne przedstawienie tak określonej zależności nazywane jest pętlą histerezy, otrzymywaną w ten sposób, że na osi ociętych układu współrzędnych odkłada się wartość wielkości charakteryzującej czynnik zewnętrzny wpływający na stan układu, lub wartość sygnału wejściowego, a na osi rzędnych wartości wielkości charakteryzującej stan układu lub wartość sygnału wyjściowego. Kształt pętli histerezy zależy od natury zjawiska oraz od właściwości układu (ciała).

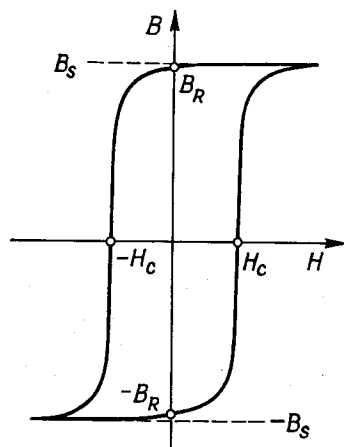
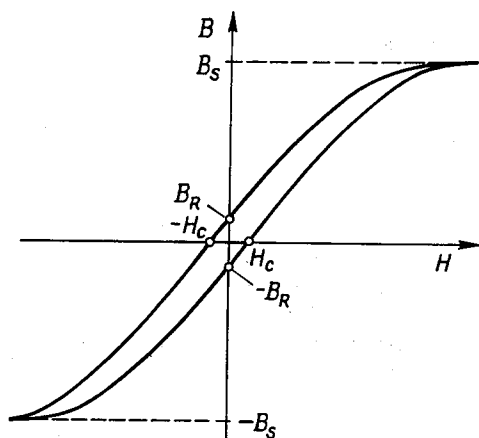
Najważniejszymi rodzajami histerezy są: histereza magnetyczna, dielektryczna, sprężysta i histereza układów przerzutnikowych.

Spośród tych rodzajów w literaturze najwięcej miejsca poświęca się histeriezii magnetycznej, gdyż obwody magnetyczne są powszechnie stosowane w maszynach i aparatach elektrycznych. Wykresy typowych statycznych pętli histerezy¹⁾ magnetycznej, tj. zależności indukcji magnetycznej B od natężenia pola magnetycznego H , przedstawione są na rysunkach 1 i 2. Charakterystyczne wartości H oraz B , zaznaczone na wykresach, to [7, 8]:

B_s — indukcja nasycenia,

B_R — indukcja szczątkowa (remanencja, pozostałość magnetyczna),

H_c — natężenie powściągające (koercja, powściągalność).



Rys. 1. Wykres pętli histerezy magnetycznej dla materiałów magnetycznie miękkich

Rys. 2. Wykres pętli histerezy magnetycznej dla materiałów magnetycznie twardych

2. STOSOWANE APROKSYMACJE KRZYWEJ MAGNESOWANIA

Aproksymację pętli histerezy magnetycznej zazwyczaj poprzedza się aproksymacją tzw. podstawowej krzywej magnesowania lub średniej krzywej pętli [10]. Podstawowa krzywa magnesowania stanowi miejsce geometryczne wierzchołków pętli histerezy odpowiadających różnym, ale symetrycznym, przedziałom zmienności natężenia pola magnetycznego. Natomiast średnia krzywa pętli jest, dla każdej wartości indukcji B , „równooddalona” od prawej i lewej gałęzi pętli.

Aproksymacja krzywej magnesowania funkcją parzystą może być stosowana jedynie przy pracy z prądem stałym (jednokierunkowym). Gdy jednak przewiduje się pracę z prądem zmiennym, funkcja aproksymująca musi być funkcją nieparzystą. Tak więc, w zastosowaniu do aproksymacji pętli histerezy trzeba się posługiwać funkcjami nieparzystymi.

¹⁾ W dalszym tekście będziemy je, dla krótkości, nazywali pętlami histerezy.

W literaturze [9, 10, 11, 12] opisane są różne sposoby aproksymacji krzywej magnesowania:

1. aproksymacja odcinkami linii prostej,
2. aproksymacja hiperbolą

$$B = \frac{H}{a + bH} \quad (1)$$

3. aproksymacja funkcją arcus tangens (J. Müller, rok 1850)

$$B = a \operatorname{arc} \operatorname{tg} bH \quad (2)$$

4. aproksymacja funkcją sinus hiperboliczny (wg. Ollendorfa)

$$H = a \operatorname{sh} \beta B \quad (3)$$

5. aproksymacja funkcją tangens hiperboliczny

$$B = a \operatorname{th} \beta H \quad (4)$$

6. aproksymacja wielomianem potęgowym

$$H = a_1 B + a_3 B^3 + a_5 B^5 + \dots \quad (5)$$

7. aproksymacja wyrażeniem potęgowym (wg. Nejmana)

$$B = aH^b + \frac{1}{n} \quad (6)$$

8. aproksymacja funkcją Gaussa (wg. Erlickiego)

$$B = a \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{bH} e^{-t^2/2} dt \quad (7)$$

9. aproksymacja funkcją wykładniczą

$$H = \alpha(e^{\beta B} - 1) \quad (8)$$

10. aproksymacja odcinkami łuków krzywych, np. siedmioma odcinkami krzywej opisanej równaniem

$$B = aH^{1/n}, \quad (9)$$

lub czterema odcinkami krzywej opisanej równaniem

$$B = a + b \ln H. \quad (10)$$

Wadą tego sposobu jest, że w miejscach połączeń odcinków łuków krzywych zazwyczaj występują nieciągłości pochodnej dB/dH .

Występujące w wyrażeniach od (1) do (10) parametry a, b, n, α, β są wyznaczone dla każdej krzywej magnesowania, uzyskiwanej w wyniku pomiarów.

Winogradow i Nicenko [12] zakładają, że krzywa magnesowania jest symetryczna względem pewnej osi przecinającej tę krzywą w obszarze tzw. „kolana” i proponują aproksymację krzywej magnesowania za pomocą hiperboli. Funkcja aproksymująca

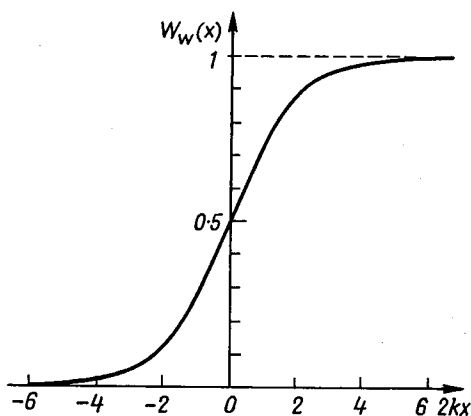
ma w układzie współrzędnych xy , obróconym i przesuniętym względem układu współrzędnych HB , postać

$$\frac{x^2}{a^2} - \frac{y^2}{b^2} = 1 \quad (x > 0). \quad (11)$$

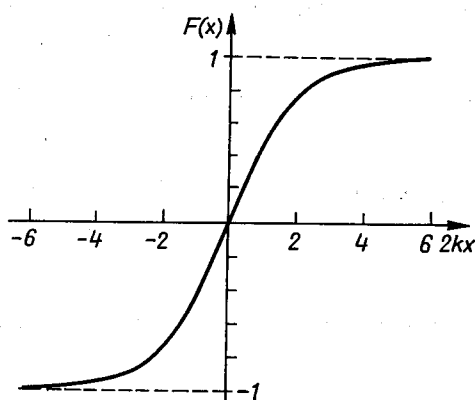
Zdaniem autorów, do aproksymacji krzywej magnesowania i krzywej środkowej pętli histerezy można również wykorzystać funkcję

$$W_w(x) = \frac{1}{1 + \exp(-2kx)} \quad (12)$$

zastosowaną do aproksymacji jednostkowej funkcji skokowej [13]. Wykres tej funkcji jest pokazany na rys. 3.



Rys. 3. Wykres funkcji $W_w(x)$



Rys. 4. Wykres funkcji aproksymującej $F(x)$

3. WŁASNOŚCI FUNKCJI APROKSYMUJĄCEJ I APROKSYMACJA PĘTLI HISTEREZY

W celu posłużenia się funkcją $W_w(x)$ do aproksymacji krzywej średniej pętli histerezy (lub krzywej magnesowania) trzeba funkcję $W_w(x)$ przemnożyć przez dwa i odjąć jedność. W ten sposób otrzymuje się funkcję aproksymującą $F(x)$

$$F(x) = 2 \cdot W_w(x) - 1 = \frac{2}{1 + \exp(-2kx)} - 1, \quad (13)$$

której wykres jest pokazany na rys. 4. Funkcja ta posiada następujące własności

$$\lim_{x \rightarrow \infty} F(x) = 1, \quad (14)$$

oraz

$$F(-x) = -F(x). \quad (15)$$

Pochodna funkcji $F(x)$ jest równa

$$F'(x) = \frac{4k \exp(-2kx)}{[1 + \exp(-2kx)]^2}. \quad (16)$$

Wartość pochodnej dla $x = 0$ wynosi

$$F'(0) = k \quad (17)$$

Wartość funkcji $F(x)$ dla $2kx = 1$ oraz dla $2kx = 1$ są odpowiednio równe

$$F\left(\frac{1}{2k}\right) = 0,4621 \quad (18)$$

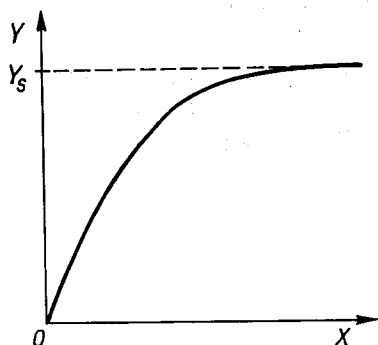
oraz

$$F\left(\frac{1}{k}\right) = 0,7616. \quad (19)$$

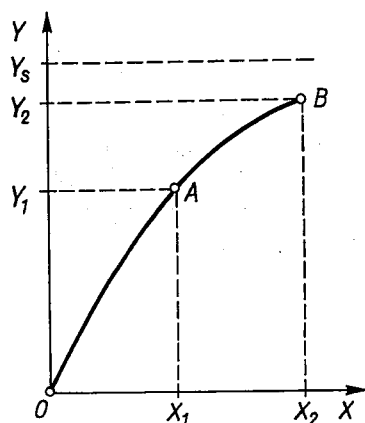
Gdy funkcja $Y = Y(X)$, aproksymowana funkcją $Y_s \cdot F(X)$ — zob. rys. 5 — wykazuje nasycenie, tj. gdy na podstawie jej wykresu można w przybliżeniu określić położenie asymptoty $Y = Y_s = \text{const}$, to do wyznaczenia przybliżonej wartości parametru k funkcji $F(x)$ można wykorzystać zależności (17), (18) oraz (19).

Gdy dany jest wykres łuku $\widehat{OB}$ aproksymowanej funkcji $Y(X)$ — zob. rys. 6 — a łuk $\widehat{OB}$ nie dochodzi do asymptoty $Y = Y_s$, wartość Y_s wyznaczamy w następujący sposób. Na łuku $\widehat{OB}$ wyznaczamy punkt A, dla którego spełniony jest warunek

$$2 \cdot X_1 = X_2. \quad (20)$$



Rys. 5. Wykres funkcji $Y = Y(X)$ aproksymowanej funkcją $Y_s \cdot F(X)$



Rys. 6. Wykres łuku OAB aproksymowanej funkcji $Y(X)$

Przy założeniu, że punkty A oraz B leżą dokładnie na krzywej aproksymującej $Y_s \cdot F(X)$, mamy

$$Y_s = Y_1 \sqrt{\frac{Y_2}{2Y_1 - Y_2}} \quad (21)$$

oraz

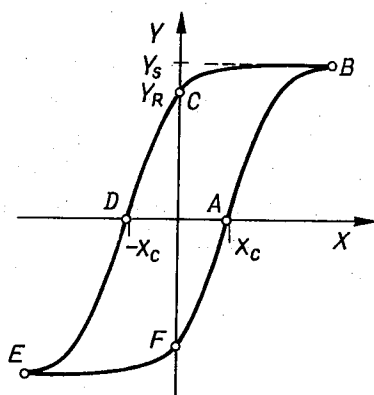
$$k_1 = -\frac{1}{2X_1} \ln \frac{Y_s - Y_1}{Y_s + Y_1} \quad (22)$$

gdzie:

Y_1, Y_2 — rzędne punktów A i B,

X_1, X_2 — odcięte punktów A i B.

W pierwszej kolejności rozpatrzmy zadanie aproksymacji pętli histerezy o stałej szerokości²⁾, z jaką mamy do czynienia np. w przypadku materiałów magnetycznie twardych lub układów regulacji. Następnie zajmiemy się aproksymacją pętli histerezy, której szerokość maleje w miarę zbliżania się do jej wierzchołka.



Rys. 7. Wykres pętli histerezy o stałej szerokości

W przypadku symetrycznej pętli histerezy o praktycznie stałej szerokości, gdy wierzchołek pętli leży bardzo blisko asymptoty $Y(X) = Y_s = \text{const.}$ (rys. 7), aproksymację pętli przeprowadzamy w następujący sposób. Zastępujemy współrzędne X oraz Y współrzędnymi

$$x = \frac{X}{X_c} \quad (23)$$

oraz

$$y = \frac{Y}{Y_s}. \quad (24)$$

Ponieważ szerokość pętli jest stała, krzywa średnia pętli ma taki sam kształt jak lewa czy prawa gałąź pętli. Dlatego nie ma potrzeby wykreślania krzywej średniej. Należy tylko uwzględnić, że jest ona w stosunku do lewej gałęzi pętli przesunięta o jednąć

²⁾ Szerokość mierzona jest w kierunku osi X , na której odkłada się wartość zmiennej charakteryzującej zewnętrzne środowisko.

w dodatnim kierunku osi x . Następnie funkcją $F(x)$ aproksymujemy krzywą średnią. Gdy rzędna y_R , odpowiadająca punktowi C krzywej normowanej, spełnia warunek $y_R > 0,5$, zaleca się obliczać wartość parametru k z zależności

$$k = -\frac{1}{2} \ln \frac{1-y_R}{1+y_R} \quad (25)$$

by krzywe aproksymujące gałęzie pętli przechodziły dokładnie przez punkty C oraz F.

Ponieważ przy pomiarze długości krótkich odcinków popełnia się większy błąd względny niż przy pomiarze długości dłuższych odcinków, wskazane jest dla małych wartości y_R ($y_R < 0,3$) wyznaczanie wartości parametru k w następujący sposób. Na poziomie $y_1 \approx 0,6 \div 0,7$ wykreślamy prostą równoległą do osi x (zob. rys. 8). Ta prosta przecina gałęzie pętli w punktach S oraz T. Na środku odcinka $\overline{ST}$ wyznaczamy punkt U o współrzędnych x_1 oraz y_1 . Wartość parametru k obliczamy z zależności

$$k = -\frac{1}{2x_1} \ln \frac{1-y_1}{1+y_1}. \quad (26)$$

Równanie krzywej średniej ma postać

$$F(x) = \frac{2}{1 + \exp(-2kx)} - 1. \quad (27)$$

W wyniku równoległego przesunięcia krzywej opisanej równ. (27) o jedność w lewo i w prawo, otrzymujemy krzywe aproksymujące gałęzie pętli, opisane równaniami: dla lewej gałęzi:

$$F_l(x) = \frac{2}{1 + \exp[-2k(x+1)]} - 1 \quad (28)$$

oraz dla prawej gałęzi

$$F_p(x) = \frac{2}{1 + \exp[-2k(x-1)]} - 1. \quad (29)$$

Wprawdzie wykresy funkcji $F_l(x)$ oraz $F_p(x)$ nie mają wspólnego punktu dla skończonej wartości zmiennej niezależnej, można jednak wyznaczyć taką wartość zmiennej niezależnej x_ε , dla której zachodzi zależność

$$1 - F_p(x_\varepsilon) = \varepsilon \quad \text{dla } x > 0 \quad (30)$$

oraz

$$|-1 - F_l(-x_\varepsilon)| = \varepsilon \quad \text{dla } x < 0 \quad (31)$$

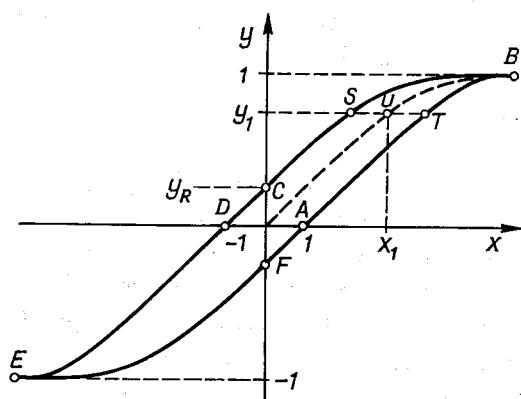
gdzie ε jest dowolnie małą liczbą.

Ponieważ zachodzi zależność

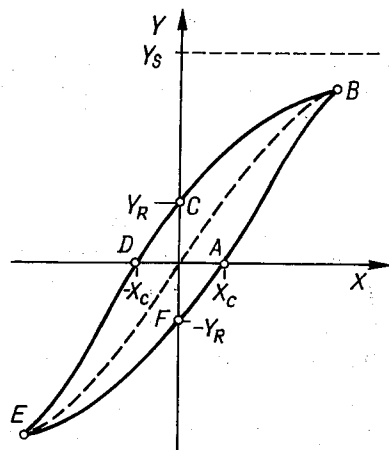
$$\Delta(x) = F_1(x) - F_p(x) < 1 - F_p(x), \quad x > 0 \quad (32)$$

więc dla $x \geq x_\varepsilon$ mamy $\Delta(x) < \varepsilon$. (33)

Dla zadanej wartości ε mamy wg. (32)



Rys. 8. Ilustracja sposobu wyznaczania parametru k dla $y_R < 0,3$



Rys. 9. Wykres pętli histerezy o wierzchołku B leżącym poniżej asymptoty

$$1 - \left[\frac{2}{1 + \exp[-2k(x_e - 1)]} - 1 \right] = \varepsilon, \quad x_e > 0 \quad (34)$$

oraz

$$2k(x_e - 1) = -\ln \left[\frac{2}{2 - \varepsilon} - 1 \right]. \quad (35)$$

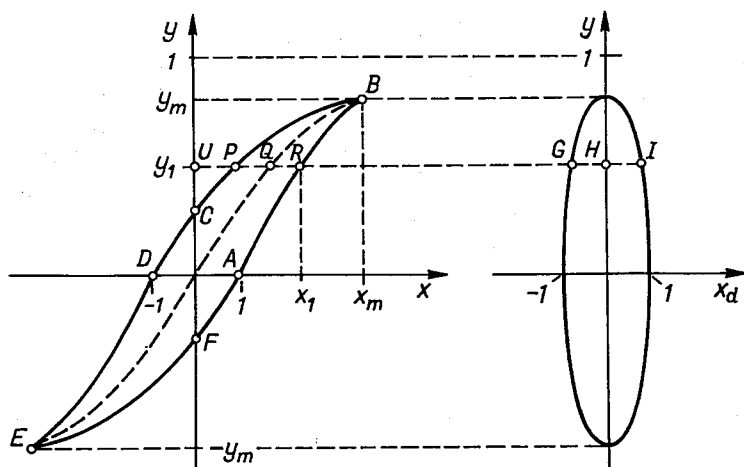
Np. dla $\varepsilon = 0,01$ otrzymujemy $2k(x_e - 1) = 5,2933$, a dla $\varepsilon = 0,001$ dostajemy $2k(x_e - 1) = 7,6004$.

W przypadku symetrycznej pętli histerezy o szerokości malejącej w miarę zbliżania się do wierzchołka B, leżącego poniżej asymptoty $Y = Y_s = \text{const}$ (rys. 9), w pierwszej kolejności wykreślamy krzywą średnią pętli, zaznaczoną na rys. 9 linią przerywaną. Następnie wg. wzoru (21) wyznaczamy położenie asymptoty oraz wg. wzorów (23) i (24) przeprowadzamy normowanie.

Dla normowanej pętli histerezy (rys. 10a) wyznaczamy równanie krzywej średniej $y = F(x)$ opisanej wzorem (27). Równanie gałęzi pętli histerezy znajdujemy w sposób podany przez Philippowa [11]. Obliczamy funkcję $x = \varphi(y)$ odwrotną do funkcji $y = F(x)$

$$x = \varphi(y) = -\frac{1}{2k} \ln \frac{1-y}{1+y}, \quad -1 < y < 1. \quad (36)$$

Dla zadanej wartości zmiennej y wyznaczamy odpowiadającą jej wartość zmiennej x . Otrzymana w ten sposób para liczb wyznacza położenie odpowiadającego jej punktu leżącego na krzywej aproksymującej krzywą średnią; np. para (y_1, x_1) wyznacza położenie punktu Q. Dla przejścia z punktu Q do punktów P oraz R leżących na gałęziach pętli histerezy trzeba do otrzymanej wartości x_1 dodać wzgl. odjąć wartość x_d



Rys. 10. Wykres normowanej pętli histerezy (a) oraz elipsy pomocniczej (b)

$$x_d = \overline{QR} = \frac{1}{2}(\overline{UR} - \overline{UP}). \quad (37)$$

Tak więc równanie gałęzi pętli histerezy można zapisać w postaci

$$x = -\frac{1}{2k} \ln \frac{1-y}{1+y} \pm x_d; \quad -1 < y < 1 \quad (38)$$

Dla większości przypadków wg. [11] zależność $x_d = \psi(y)$ przedstawia sobą elipsę o półosiach y_m oraz 1. Równanie takiej elipsy ma postać

$$\frac{x_d^2}{1} + \frac{y^2}{y_m^2} = 1. \quad (39)$$

Stąd dostajemy

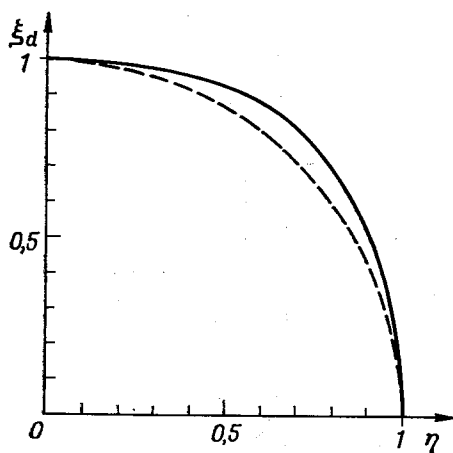
$$x_d = \sqrt{1 - \frac{y^2}{y_m^2}}. \quad (40)$$

Uwzględniając (38) oraz (40) otrzymujemy równanie gałęzi normowanej pętli histerezy w postaci

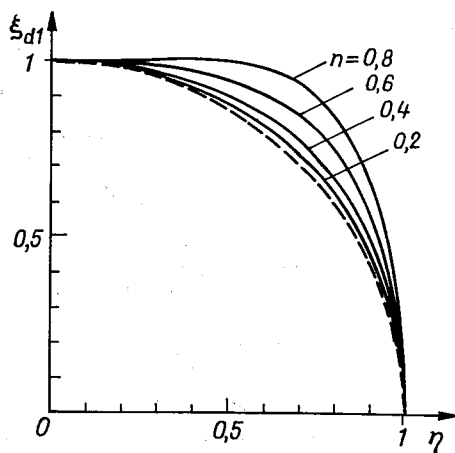
$$x = -\frac{1}{2k} \ln \frac{1-y}{1+y} \pm \sqrt{1 - \frac{y^2}{y_m^2}}, \quad -1 < y < 1 \quad (41)$$

W przypadku, gdy funkcja (41) nie przybliża z wystarczającą dokładnością gałęzi pętli histerezy, zwłaszcza dla rzędnych o wartościach większych od około $0,3 y_m$, można, zdaniem autorów, lepsze przybliżenie uzyskać w następujący sposób. W układzie współrzędnych η, ξ , gdzie

$$\eta = \frac{y}{y_m}, \quad \xi = x \quad (42)$$



Rys. 11. Wykres zależności $\xi_d(\eta)$ — linią przerywaną wykreślono łuk koła o promieniu $r = 1$



Rys. 12. Wykres zależności $\xi_{d1}(\eta)$

elipsa (39) przechodzi w koło o promieniu równym jedności (gdy na obydwu osiach mamy jednakowe skale). W tym układzie, w obszarze pierwszej ćwiartki kreślimy łuk koła o promieniu równym jedności i następnie dla kolejnych wartości współrzędnej η , $0 < \eta < 1$, z wykresu normowanej pętli histerezy odczytujemy szerokość normowanej pętli i połowę tej szerokości nanosimy na wykres $\xi_d = \xi(\eta)$. Krzywa $\xi_d = \xi(\eta)$ na ogół nie pokrywa się z wykreślonym łukiem koła (zob. rys. 11), lecz przebiega powyżej lub poniżej tego łuku. Jeżeli przebiega powyżej, jak to pokazano na rys. 11, zmniejszenie błędu przybliżenia gałęzi pętli histerezy można uzyskać w wyniku przemnożenia wyrażenia (40) przez współczynnik korekcyjny

$$\xi_{k1} = 1 + n^2 \eta^2. \quad (43)$$

lub

$$\xi_{k2} = 1 + n^2 \eta^4 \quad (44)$$

gdzie: n — parametr.

Wykresy zależności

$$\xi_{d1} = \sqrt{1 - \eta^2} (1 + n^2 \eta^2) = \xi_{k1} \sqrt{1 - \eta^2} \quad (45)$$

oraz

$$\xi_{d2} = \sqrt{1 - \eta^2} (1 + n^2 \eta^4) = \xi_{k2} \sqrt{1 - \eta^2} \quad (46)$$

są dla kilku wartości parametru n przedstawione na rysunkach 12 i 13.

Jeżeli krzywa $\xi_d(\eta)$ przebiega poniżej łuku koła o promieniu $r = 1$, zmniejszenie błędu przybliżenia gałęzi pętli histerezy można uzyskać w wyniku podzielenia wyrażenia (40) przez współczynnik korekcyjny

$$\xi_{k3} = \xi_{k1} = 1 + n^2 \eta^2, \quad (43)$$

lub

$$\xi_{k4} = \sqrt{1 + n^2 \eta^2} = \sqrt{\xi_{k1}} \quad (47)$$