

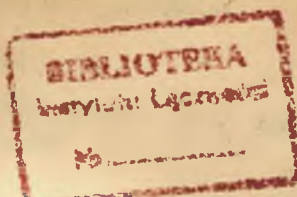
1 9 7 1  
Nr 6 8

INSTYTUT ŁĄCZNOŚCI  
WARSZAWA — MIEDZESZYN

REJESTRA  
Instytut Łączności

# PROBLEMY ŁĄCZNOŚCI





# PROBLEMY ŁĄCZNOŚCI

ROK 11

WARSZAWA 1971

NR 68

---

INSTYTUT ŁĄCZNOŚCI  
Branżowy Ośrodek  
Informacji Naukowe-Technicznej i Ekonomicznej .

**Redakcja Problemów Łączności**

---

**Redaktor Naczelny - mgr inż. Jerzy Rutkowski**

**Redaktorzy działów:**

**mgr inż. Władysław Cetner, mgr inż. Adam Moniuszko,  
mgr inż. Józef Możejko**

**Adres Redakcji:**

**Instytut Łączności**

**Branżowy Ośrodek**

**Informacji Naukowo-Technicznej i Ekonomicznej**

**Warszawa-Miedzeszyn, ul. Szachowa 1.**

**NA PRAWACH RĘKOPISU**

**Redaktor: J. Borkowska**

**Montaż tekstu: B. Drabik**

---

**Dział Wydawniczy Instytutu Łączności  
Format B5. Nakład 785. Wpłynęło do  
Działu Wydawniczego 17.08.1970 r.  
Druk ukończono w październiku 1971 r.**

# PROBLEMY ŁĄCZNOŚCI

R. Gruss

## ZASTOSOWANIE LASERÓW W TELEKOMUNIKACJI

Opracował E. Dumania

### SPIS TREŚCI

	Str.
1. Wprowadzenie	1
2. Promień laserowy jako nośnik informacji	2
2.1. Spojrzenie historyczne	2
2.2. Modulacja światła	4
2.3. Odbiór światła	11
2.4. Ośrodek transmisyjny	18
2.5. Systemy transmisyjne	30
3. Laser jako narzędzie	37
3.1. Uwagi wstępne	37
3.2. Proces fizyczny	38
3.3. Rodzaje obróbki	41
3.4. Opracowane przyrządy	45
4. Zakończenie	46

## ZASTOSOWANIE LASERÓW W TELEKOMUNIKACJI

Opracował E. Dumania na podstawie artykułu Gruss R.: Anwendungen des Lasers in der Fernmeldetechnik. Fernmelde Ing. 1967 t. 21 nr 9, s. 1-31.

### 1. WPROWADZENIE

Odkrycie lasera, czyli optycznego masera, w USA w 1960 roku umożliwiło po raz pierwszy otrzymanie światła koherentnego w czasie i przestrzeni (to znaczy monochromatycznego i ostro skupionego) o dużym natężeniu. Podstawy fizyczne wytwarzania światła koherentnego oraz rodzaje opracowanych laserów opisano w [1].

W niniejszym artykule przedstawione zostaną dwie możliwości wykorzystania laserów w dziedzinie telekomunikacji. Przede wszystkim zostanie omówione zastosowanie lasera jako elementu czynnego do przyszłościowego przesyłania informacji na falach świetlnych, w którym wiązka promieniowania laserowego jest wykorzystywana w charakterze nośnika informacji. W szczególności opisana będzie modulacja, odbiór i rozchodzenie się koherentnego promieniowania świetlnego oraz kilka optycznych systemów transmisyjnych.

Druga możliwość, która nie ogranicza się tylko do telekomunikacji, polega na wykorzystaniu lasera jako źródła energii do obróbki materiałów. Wiązka laserowa jest

w tym przypadku wykorzystywana jako narzędzie do wykonywania i precyzyjnej obróbki mikroskopijnych elementów i złożonych z nich układów. W szczególności będą opisane procesy fizyczne drążenia i spawania materiałów za pomocą światła laserowego i opracowane dotychczas urządzenia służące do tego celu.

## 2. PROMIEN LASEROWY JAKO NOŚNIK INFORMACJI

### 2.1. Spojrzenie historyczne

Stosowanie światła do przekazywania wiadomości jest znane od dawna. Już narody starożytne wykorzystywały do tego celu znaki ogniowe lub dymne. W ten sposób miało się odbyć przesłanie wiadomości o zdobyciu Troi do Aten na odległość około 500 km w ciągu kilku godzin. Sposób ten był stosowany w czasie wypraw wojennych aż do XVIII stulecia. W końcu tego stulecia Niemiec Bergstrasser i Francuz Chappe prowadzili niezależnie od siebie próby nad optycznym urządzeniem sygnalizacyjnym, zwanym telegrafem skrzydłowym. Urządzenia takie były z powodzeniem stosowane na licznych trasach we Francji i Niemczech. Przesłanie jednego znaku z Paryża do Strassburga na trasie o długości około 400 km z prawie 50 stacjami pośredniczącymi trwało około 6 minut.

Następny etap przesyłania sygnałów za pomocą światła rozpoczyna się z chwilą odkrycia elektrycznych źródeł światła w drugiej połowie XIX stulecia. Już w 1880 roku Amerykanin Graham Bell mógł zaprojektować telefon świetl-

ny. Za źródło światła w tym urządzeniu służyła lampa łukowa, modulatorem była membrana z lustrami, a odbiornikiem komórka selenowa [3]. W pierwszej połowie obecnego stulecia, w szczególności podczas drugiej wojny światowej, do przesyłania wiadomości i do lokacji były stosowane systemy na falach podczerwonych. Zastosowania te były jednak bardzo ograniczone pod względem zasięgów i możliwości modulacji ze względu na wykorzystywanie niekoherentnych źródeł światła.

Laser jest jak dotychczas końcowym etapem rozwoju nie tylko naszkicowanego powyżej optycznego przesyłania sygnałów, ale również telekomunikacji elektrycznej zapoczątkowanej w ubiegłym stuleciu. Nie wchodząc w szczególności ogólnie znanego rozwoju techniki teletransmisji przewodowej i bezprzewodowej, należy uwypuklić dwa aspekty. Po pierwsze, Henryk Hertz udowodnił eksperymentalnie w 1888 roku, że fale elektryczne i fale świetlne, niezależnie do różnych ich długości, mają tę samą elektromagnetyczną naturę i podlegają tym samym prawom fizycznym, to znaczy równaniom Maxwella. Po drugie, istnieje możliwość przesyłania informacji cyfrowo w postaci kodowanego ciągu impulsów lub analogowo w postaci modulowanej fali ciągłej.

Z tych dwóch punktów widzenia można prześledzić rozwój współczesnej telekomunikacji w obecnym stuleciu. Z jednej strony starano się opracować systemy telekomunikacyjne o coraz większych częstotliwościach nośnych, rozpoczynając od fal radiowych aż do mikrofal, aby sprostać stale rosnącemu zapotrzebowaniu na pasma częstotli-

wości. Deprowadziło to w końcu do pomysłu transmisji za pośrednictwem fal świetlnych i do prób ich koherentnego wytwarzania. Z drugiej strony, dzięki wykorzystaniu większych częstotliwości zaistniała możliwość znacznego powiększenia pojemności informacyjnej transmisji. Pociągnęło to za sobą rozwój cyfrowych metod modulacji o bardzo dużej szerokości pasma i dużym stosunku sygnału do szumów (np. modulacji kodowo-impulsowej). Dopiero dzięki wykorzystaniu częstotliwości optycznych w telekomunikacji mogły zostać w pełni wykorzystane możliwości szerokopasmowych systemów modulacyjnych.

Na razie jest jeszcze daleko do przyszłościowego idealnego szerokopasmowego optycznego systemu telekomunikacyjnego. W poniższych rozdziałach będzie przedstawiony obecny stan rozwoju tego systemu.

## 2.2. Modulacja światła

Laser nie może być traktowany jako optyczny nadajnik wielkiej częstotliwości, jako stabilizowany kwarcowo nadajnik radiowy. Normalne niekoherentne źródło światła jest natomiast odpowiednikiem opornika szumiącego. Elementy składowe optycznego systemu transmisyjnego są pod względem ich sposobu działania równoważne odpowiednim elementem radiowym. Widać to z rys. 1<sup>x)</sup>, na którym pokazano podstawowy układ systemu optycznego. Zrozumienie zasad działania poszczególnych elementów

---

x) Wszystkie rysunki są zamieszczone na końcu artykułu.



wymaga jednak gruntownego rozpatrzenia procesów fizycznych leżących u ich podstaw.

W odniesieniu do oscylatora zostało to już wykonane [1]. Obecnie należy opisać proces modulacyjny. Zakłada się przy tym na razie, że do celów teletransmisyjnych jest stosowany głównie laser gazowy ze względu na jego dużą czystość częstotliwości i bardzo dobre właściwości skupiania wiązki.

Należy sobie następnie uświadomić, że przy transmisji optycznej ma się do czynienia z bardzo wysoką częstotliwością nośną, na przykład  $5 \cdot 10^{14}$  Hz (długość fali  $6000 \text{ \AA} = 0,6 \text{ \mu m}$ ) w zakresie widzialnej czerwieni widma, a więc z częstotliwością  $10^4$  razy większą niż przy mikrofalach. W tych warunkach już modulacja 1% daje pasmo o szerokości  $5 \cdot 10^{12}$  Hz, które wystarczyłoby do równoczesnego przesyłania sygnałów  $10^9$  rozmów telefonicznych przy zwielokrotnieniu częstotliwościowym. Jest to więcej niż prowadzi się obecnie równocześnie rozmów telefonicznych na całym świecie. Dla porównania zestawiono w tabeli na rys. 2 szerokości pasm dotychczasowych zwykłych systemów transmisyjnych.

Penadto należy zwrócić uwagę, że w wyniku stosowania ostro skupionych wiązek promieniowania laserowego może równocześnie istnieć wiele kanałów o tej samej częstotliwości bez wzajemnych zakłóceń. Właściwe zadanie polega więc nie na tym, aby tworzyć jak dotychczas nowe wolne pasma częstotliwości, ale aby pasma będące w tym przypadku do dyspozycji skutecznie wykorzystać [4,5].

Jest zrozumiałe, że istnieje istotne zainteresowanie opracowaniem szerokopasmowych metod modulacji [2]. Rozróżnia się dwa zasadnicze rodzaje modulacji: modulację wewnętrzną i zewnętrzną. W pierwszym przypadku modulacja jest przeprowadzana w rezonatorze samego lasera, a w drugim modulator znajduje się przed wyjściem lasera.

Przy modulacji zewnętrznej wykorzystywane są przede wszystkim zjawiska elektrooptyczne, magnetooptyczne i elastooptyczne w cieczach i kryształach. Pewne substancje zmieniają pod wpływem pola elektrycznego swoje właściwości optyczne, na przykład wskaźnik załamania, w wyniku czego zmieniają się właściwości przechodzącego przez nie światła, na przykład polaryzacja. Na rys. 3 pokazano schematycznie zasadę modulacji za pomocą elektrycznie dwójłomnego kryształu (efekt Pockela, w cieczach efekt Kerra). Stosuje się do tego głównie kryształy fotoelektryczne z KDP (Kalium dihydrogen phosphat) - kwaśnego fosforanu potasu i ADP (Ammonium dihydrogen phosphat) - kwaśnego fosforanu amonu, które można stosunkowo łatwo wyhodować w laboratorium. Kryształy te mają uprzywilejowany kierunek, oś optyczną, wzdłuż której zachowują się izotropowo. Liniowo spolaryzowany promień świetlny może przechodzić wzdłuż tej osi bez zakłóceń. Sytuacja zmienia się jednak, jeżeli w tym kierunku przyłoży się dodatkowo pole elektryczne. Zachodzi wtedy dwójłomność wzdłuż osi optycznej i dzięki temu rozkład padającej fali świetlnej o polaryzacji liniowej na dwie składowe (zwyczajną i nadzwyczajną),

których kierunki polaryzacji są wzajemnie prostopadłe. Po wyjściu z kryształu składowe te mają odwrotne przesunięcia fazowe  $\Gamma$  i przedstawiają sobą łącznie światło spolaryzowane eliptycznie. Pomiędzy przesunięciem fazowym  $\Gamma$  obu fali cząstkowych i przyłożonym natężeniem pola elektrycznego  $E$  względnie napięciem  $U$  istnieje zależność:

$$\Gamma = \frac{K}{\lambda_0} Ed = \frac{K}{\lambda_0} U \quad (1)$$

przy czym  $K$  - stała kryształu,

$\lambda_0$  - długość fali świetlnej w próżni,

$d$  - długość kryształu.

Zmieniając  $U$  w funkcji czasu uzyskuje się modulację stanu polaryzacji fali początkowo spolaryzowanej liniowo. Jak widać z rys. 3, po kryształach modulującym stosuje się analizator polaryzacji, który przepuszcza światło o określonym kierunku drgań i przekształca dzięki temu zmiany polaryzacji nośnika świetlnego na zmiany jego amplitudy względnie natężenia [7]. W przypadku prostopadłego ustawienia kierunku analizatora polaryzacji w stosunku do kierunku polaryzacji fali padającej (patrz rys. 3) uzyskuje się poniższą zależność dla natężenia promieniowania:

$$J = J_0 \sin^2 \frac{\Gamma}{2} \quad (2)$$

przy czym  $J_0$  - maksymalna wartość natężenia  $J$ .

Opisane urządzenie nadaje się jednak tylko do modu-

lacji w zakresie częstotliwości akustycznych i wizyjnych. Dla zakresu mikrofalowego modulacja jest zasadniczo możliwa za pomocą powyższych kryształów, jednak kryształ elektrooptyczny musi być umieszczony w odpowiednim rezonatorze wnątkowym [8].

Omówiony sposób postępowania ma poważne wady. Aby uzyskać przy zastosowaniu na przykład kryształu KDP stu-procentową głębokość modulacji amplitudy, potrzebny jest sygnał modulujący o napięciu około 11 kV. Chcąc na nośnik świetlny nałożyć sygnał o częstotliwości kilku GHz, potrzebna jest moc modulacyjna rzędu 100 W i więcej, której uzyskanie wymaga dużej rozbudowy układów elektronicznych. Uzyskiwane dotychczas tym sposobem szerokości pasm częstotliwości nie są zadowalające. Przy wzmiankowanej modulacji w zakresie mikrofalowym uzyskiwano pasma o maksymalnej szerokości do 30 MHz. Próbę usunięcia tych wad daje modulator o fali bieżącej [9, 10, 11].

Pomysł wykorzystania fali bieżącej do modulowania fali świetlnej jest podobny do zasady pracy lampy o fali bieżącej. W lampie takiej istotne jest to, że szybkość rozchodzenia się fali elektromagnetycznej jest dostosowana za pomocą linii opóźniającej do szybkości elektronów i że istnieje określony odcinek drogi, wzdłuż którego zachodzi wzajemne oddziaływanie pomiędzy polem wielkiej częstotliwości a elektronami. Analogicznie w modulatorze optycznym musi być uzyskane dopasowanie prędkości mikrofali modulującej i prędkości optycznej fali nośnej za pomocą optycznej linii opóźniającej,

zawierającej kryształ elektrooptyczny. Jedną z możliwych realizacji takiego wzajemnego oddziaływania pokazano na rys. 4. Wyrównanie szybkości odbywa się w tym przypadku w falowodzie płaskim, którego ścianki są zwierciadłami odbijającymi światło i który wypełniony jest kryształem elektrooptycznym (na przykład kryształem KDP, w którym fala optyczna rozchodzi się około 3-krotnie szybciej od mikrofały). W falowodzie tym mikrofały rozchodzą się wzdłuż kryształu, a fala świetlna zygzakowato poprzez kolejne odbicia od ścianek falowodu. Dzięki temu droga fali świetlnej jest na tyle wydłużona, że prędkości obu fali wzdłuż kryształu mogą być jednakowe. Wykorzystanie fali bieżącej umożliwia zarówno modulację fazy, jak i amplitudy. Dotychczas za pomocą tego rodzaju modulatorów eksperymentalnych uzyskiwano szerokość pasma 1 GHz przy modulacji stuprocentowej i mocy fali modulującej 10 W. Tak dobre wyniki modulacyjne uzyskiwano również za pomocą modulacji sprzężenia, będącej odmianą modulacji wewnętrznej.

Znane są następujące możliwości realizowania modulacji wewnętrznej. Najprostszym sposobem jest modulowanie mocy pompowania. W przypadku lasera gazowego odbywa się to w ten sposób, że jest odpowiednio modulowany generator wielkiej częstotliwości pobudzający mieszaninę gazową. Tym sposobem osiąga się jednak częstotliwości modulujące tylko do 100 kHz ze względu na ograniczony do około  $10^{-6}$  sek czas życia zjonizowanych cząsteczek przy wyładowaniu gazowym. Podobne zależności zachodzą również w przypadku laserów z ciałem sta-

łym, pompowanych optycznie. Lepsze możliwości daje laser półprzewodnikowy, który może być modulowany wprost poprzez zmiany prądu diody. Górna modulująca częstotliwość graniczna jest określona w tym przypadku przez czas, w jakim nośniki ładunku wysyłają promieniowanie. Dla arsenku galu czas ten wynosi około  $10^{-10}$  sek, i możliwe jest uzyskanie częstotliwości modulujących do 1 GHz.

Inna możliwość modulacji wewnętrznej polega na bezpośrednich zmianach poziomów energetycznych ośrodka laserowego (wykorzystaniu efektu Starka lub Zeemana) [13]. Badanie tej możliwości nie wykazało jednak żadnych zalet w stosunku do innych rodzajów modulacji. Szerokie perspektywy stwarza modulacja sprzężenia [14]. Jej zasadę dla przypadku lasera gazowego pokazano na rys. 5. W rezonatorze lasera znajduje się kryształ KDP, który po przyłożeniu napięcia modulującego staje się dwójłomny i polaryzuje eliptycznie spolaryzowaną liniowo falę w rezonatorze. Składowa prostopadła fali spolaryzowanej eliptycznie jest pobierana z okienka Brewstera lampy wyładowczej. Jej natężenie jest proporcjonalne do kwadratu sinusa napięcia przyłożonego na kryształ. Tą metodą można uzyskać szerokość pasma modulacji do 1 GHz przy mocy sygnału modulującego około 20 W. Metoda ta łącznie z metodą fali bieżącej wydaje się być najlepszą do przyszłościowych zastosowań spośród wszystkich możliwości modulacji znajdujących się w stadium badań.

Na zakończenie omawiania modulacji światła należy zwrócić uwagę na to, że sprawa wyboru typu modulacji (amplitudy, częstotliwości, fazy, impulsowa) dla lase-

rów jest jeszcze otwarta. Istnieją przesłanki [15] wskazujące, że ze względu na stosunek sygnału do szumów przy przesyłaniu informacji na większe odległości najwłaściwszą jest modulacja kodowo-impulsowa przy korzystaniu z laserów gazowych i modulacja częstotliwości impulsów przy korzystaniu z laserów półprzewodnikowych.

### 2.3. Odbiór światła

Przed bliższym omówieniem poszczególnych aspektów odbioru światła należy nieco powiedzieć o zależności pomiędzy ilością informacji, szerokością pasma i stosunkiem sygnału do szumów. Ścisła współzależność pomiędzy tymi wielkościami została wyprowadzona przez Shannona [16]. Pojemność informacyjna  $C$ , mierzona w bitach na sekundę, sygnału o mocy  $S$  przy obecności szumu białego o mocy  $N$  w kanale o szerokości pasma  $B$  jest określona przez wzór:

$$C = B \log_2 \left( 1 + \frac{S}{N} \right) \quad (3)$$

przy czym logarytm ma podstawę 2 w wyniku przyjęcia jednostek binarnych. Z wzoru (3) wynika, że odpowiednio szerokie pasmo i duży stosunek sygnału do szumów zapewniają wystarczającą ilość informacji. Na znaczenie szerokości pasma zwrócono uwagę już przy omawianiu zagadnień modulacyjnych. Obecnie należy omówić źródło szumów pod kątem ograniczenia odbioru w zakresie optycznym [15].

Przy częstotliwościach radiowych najmniejszy możliwy jeszcze do odebrania sygnał jest ogólnie limitowany przez

szum cieplny odbiornika. Moc szumów cieplnych dla odbiornika o pasmie  $B$  przy temperaturze absolutnej  $T$  wynosi:

$$N = kTB \quad (4)$$

gdzie  $k$  jest stałą Boltzmann. Jest to charakterystyczny szum biały, który istnieje niezależnie od częstotliwości środkowej pasma  $B$ . Dla odbiornika w temperaturze pokojowej ( $290^{\circ}\text{K}$ ) wynika moc szumów:

$$N = 4 \cdot 10^{-21} B \text{ (W)} \quad (5)$$

Przy częstotliwościach optycznych, to znaczy większych od  $10^{12}$  Hz, omówiony powyżej szum cieplny jest do pominięcia (mały w stosunku do szumów kwantowych). Szumy te pochodzą stąd, że przy częstotliwościach optycznych energia rozprzestrzenia się w postaci kwantów względnie fotonów wielkości  $h\nu$ , a nie w postaci fali ciągłej wielkości  $kT$  jak przy częstotliwościach radiowych. Z porównania obu powyższych wielkości energetycznych wynika, że przy częstotliwościach radiowych  $kT \gg h\nu$ , a przy częstotliwościach optycznych  $h\nu \gg kT$ . W zakresie optycznym należy sobie więc wyobrażać światło jako strumień fotonów o statystycznych wahaniach, które są przyczyną szumów kwantowych. Wynika z tego moc szumów dla pasma  $B$  i częstotliwości środkowej  $\nu$ :

$$N = h\nu B \quad (6)$$

przy czym  $h$  oznacza stałą Plancka. Szum kwantowy wzrasta ze wzrostem częstotliwości  $\nu$ . Dla fali o długości  $\lambda =$



= 1  $\mu\text{m}$  (to znaczy  $\nu = 3 \cdot 10^{-14}$  Hz) uzyskuje się wielkość szumu:

$$N = 2 \cdot 10^{-19} \text{ B [W]} \quad (7)$$

Jak widać, wielkość szumu kwantowego jest znacznie większa od odpowiedniej wielkości szumu cieplnego [5], istniejącego w zakresie fal radiowych. System radiowy jest więc mniej szumiący niż system optyczny. Istnieje jednak szereg innych czynników (jak na przykład możliwość ostrego skupienia wiązki), przemawiających na korzyść systemów optycznych [17].

Dotychczas wykorzystywano głównie trzy metody demodulacji sygnałów świetlnych. W metodzie pierwszej wykorzystuje się fotonową naturę światła i efekt faloelektryczny za pomocą licznika kwantów względnie fotodetektora. Najbardziej znanym przykładem tej metody jest fotopowielacz. Pozostałe dwie metody wykorzystują natomiast falową naturę światła i są w zasadzie takie same jak w radiotechnice. Przy odbiorze heterodynowym przychodzący do odbiornika sygnał jest mieszany na fotokatodzie z sygnałem oscylatora lokalnego o innej częstotliwości i powstający w wyniku mieszania sygnał częstotliwości pośredniej może być dalej wzmacniany.

Przy odbiorze homodynowym sygnał przychodzący jest mieszany z sygnałem lokalnym o tej samej częstotliwości i fazie. Obydwie ostatnie metody opierają się na zasadzie interferencji, która może być wyjaśniona tylko przez falową naturę światła.

Poniżej będą przedyskutowane stosunki sygnału do szumów uzyskiwane przy wszystkich trzech metodach oraz ich zalety i wady [13, 18]. Fotodetektor jest niczym innym jak prostownikiem fal świetlnych o kwadratowej charakterystyce. Oznacza to, że fotoprąd jest proporcjonalny do mocy padającego światła. Detektor taki jest również nazywany detektorem energii lub odbiornikiem niekoherentnym, ponieważ reaguje na kwadrat amplitudy sygnału i z tego powodu jest przydatny tylko do odbioru sygnałów o modulowanej amplitudzie. Moc szumów fotodetektora składa się zasadniczo z trzech części: z szumu cieplnego, szumu prądu ciemnego i szumu śrutowego względnie kwantowego. Zmniejszając pierwszy składnik na wejściu odbiornika przez optyczny filtr interferencyjny o małej szerokości pasma i dając dostatecznie dużą moc sygnału  $P_s$  w stosunku do szumu prądu ciemnego (względnie zmniejszając go przez chłodzenie), uzyskuje się dla przypadku granicznego stosunek sygnału do szumu

$$\frac{S}{N} = \frac{\eta P_s}{2 h \nu B} \quad (8)$$

przy czym  $\eta$  jest sprawnością (wydajnością) kwantową fotodetektora, to jest liczbą elektronów wyzwalanych przez kwant świetlny.

Na rysunku 6 pokazano zasadę optycznego odbiornika heterodynowego. Metoda ta, uwzględniająca zarówno fazę jak i amplitudę padającego sygnału, daje odbiornik koherentny i jest przydatna do demodulacji sygnałów o modulacji zarówno częstotliwości, jak i amplitudy. Sygna-

ły odbierany i oscylatora muszą padać koherentnie fazy na wspólną powierzchnię faloelektryczną, to znaczy, że czoła obu fal muszą być prawie równoległe względnie kąt pomiędzy ich obu normalnymi musi być mniejszy od  $\lambda/D$ , kąta ugięcia średnicy promienia  $D$ . Fotoprąd powstający na fotokatodzie jest proporcjonalny do padającej mocy  $P_E$ , która wynosi:

$$P_E = P_S + P_O + 2\sqrt{P_S P_O} \cos(\omega_S - \omega_O)t \quad (9)$$

przy czym  $P_S$  - moc sygnału,

$P_O$  - moc oscylatora heterodyny.

Przy założeniu, że  $P_O$  jest znacznie większa od sumy mocy sygnału i istniejącej dodatkowo mocy szumu uzyskuje się stosunek sygnału do szumu

$$\frac{S}{N} = \frac{\eta P_S}{h\nu B} \quad (10)$$

Porównując wzory (10) i (8) widać, że w przypadku niekoherentnego detektora kwantowego minimalny sygnał wejściowy musi być dwukrotnie większy od sygnału w przypadku koherentnego detektora heterodynowego. Niekorzystnym czynnikiem przy odbiorze heterodynowym jest konieczność budowy stabilnego lokalnego oscylatora laserowego oraz konieczność właściwego dopasowania fal sygnału i oscylatora.

Dla odbioru homodynowego są słuszne te same aspekty. Występujący we wzorze (9) czynnik  $\cos(\omega_S - \omega_O)$  staje się w tym przypadku równy  $\pm 1$ . Ponieważ częstotliwość

pośrednia równa jest zero, szerokość pasma prądu sygnału wynosi  $B/2$  i szum kwantowy wynosi  $1/2 h\nu B$ . Dla przypadku granicznego przy dużej mocy oscylatora uzyskuje się:

$$\frac{S}{N} = \frac{\eta P}{1/2} \frac{s}{h\nu B} \quad (11)$$

co oznacza dalsze zmniejszenie sygnału odbieranego w stosunku do (10). Istotna trudność w realizacji odbioru homodynowego polega na wymaganiu dokładnej synchronizacji faz pomiędzy obu falami nakładającymi się w punkcie odbioru.

Ponieważ do wszystkich trzech rodzajów odbioru potrzebne są fotodetektory, celowe jest krótkie opisanie najczęściej stosowanych w praktyce typów tych detektorów. Interesujące są przy tym takie ich właściwości, jak zakres długości fal, szerokość pasma modulacyjnego, czułość i sprawność kwantowa. Ogólnie można rozróżnić dwie grupy fotodetektorów. Detektory pierwszej grupy pracują przy wykorzystaniu zewnętrznego fotoefektu, kiedy fotony wyzwalały elektrony bezpośrednio z katody, tak że mogą one wyjść z ciała stałego. Na tej zasadzie pracują fotokomórki, fotopowielacze i fotolampy o fali bieżącej. Podstawą drugiej grupy detektorów jest wewnętrzny fotoefekt, przy którym promieniowanie świetlne wytwarza w ciele stałym pary elektron-dziura. Typowymi przykładami tej grupy są półprzewodnikowe fotooporniki i fotodiody.

Dla zakresu fal widzialnych (0,4 do 0,7  $\mu\text{m}$ ) i bli-

skiej podczerwieni (do około  $1 \mu\text{m}$ ) najczulszym elementem detekcyjnym jest fotopowielacz [19]. Jego współczynnik wzmocnienia prądowego zależy od liczby stopni powielania i jest rzędu  $10^5$  do  $10^7$ . Sprawność kwantowa jest mała, wynosi od 0,1 do 10% i zależy od stosowanej fotokatody. Osiągalne są częstotliwości modulacyjne do około 100 MHz. Dla częstotliwości modulacyjnych zakresu mikrofalowego muszą być stosowane inne detektory. Najbardziej czułym detektorem dla modulacji szerokopasmowej w zakresie gigahercowym jest jak dotąd fotolampa o fali bieżącej. Zasadę pracy tej lampy pokazano na rys. 7. Różni się ona od właściwej lampy o fali bieżącej tym, że zamiast katody termicznej jest zastosowana fotokatoda. Na katodzie tej modulowany mikrofalami promień świetlny wytwarza modulowany w gęstości strumień elektronowy. Strumień ten przechodzi następnie przez szerokopasmową linię opóźniającą (na przykład spiralę), która pobiera i wzmacnia modulowaną moc mikrofalową. Za pomocą takiej lampy zostały osiągnięte szerokości pasma modulacyjnego od 9 do 11 i 20 GHz.

Ponieważ w fotolampie z falą bieżącą są stosowane fotokatody podobnie jak w fotopowielaczu, istnieją takie same ograniczenia co do sprawności kwantowej i zakresu długości fal. W celu powiększenia wzmocnienia katoda może być połączona z powielaczem. Uzyskuje się wtedy fotolampę o fali bieżącej z fotopowielaczem [20].

Na odbiorniki w zakresie podczerwieni, dla fal o długości od 1 do  $100 \mu\text{m}$ , nadają się półprzewodnikowe fotooporniki i fotodiody [21]. Zaletą ich jest duża

sprawność kwantowa, bliska 100%, ale ich czułość ze względu na duży prąd ciemny jest niezadowalająca. Wymagają one silnego chłodzenia (temperatura płynnego azotu lub niższa) w celu zmniejszenia ruchów cieplnych nośników ładunku. Szerokość pasma modulacyjnego jest mała, chociaż osiągnięto częstotliwości modulacyjne do 1 GHz i powyżej. Prowadzone są intensywne prace nad tego typu detektorami podczerwieni.

Na zakończenie rozważań o odbiorze światła należy zwrócić uwagę na możliwość, która stale wykorzystywana jest w radiotechnice, a mianowicie na wstępne wzmocnienie fali przed właściwym procesem demodulacji lub mieszania. W przypadku fal optycznych należałoby do tego celu wykorzystywać lasery. Takie możliwości były dyskutowane [22]. Okazało się jednak, że zbudowanie lasera wzmacniającego napotyka jak dotąd poważne trudności.

## 2.4. Ośrodek transmisyjny

### 2.4.1. Wolna atmosfera

Dla transmisji promieniowania laserowego przez atmosferę istotna jest przede wszystkim nadzwyczaj silna podatność tego promieniowania na skupienie na skutek przestrzennej koherencji czoła fali [4, 5]. Ogniskując światło laserowe za pomocą idealnej soczewki (rys. 8), uzyskuje się charakterystyczny diagram ugięciowy, którego środkowy kołowy rdzeń jest otoczony przez koncentryczne pierścienie. Radialny rozkład natężenia  $J(r)$  określa analitycznie wzór:

$$J(r) = J_0 \frac{2 I_1\left(\frac{\pi D}{\lambda f} r\right)^2}{\left(\frac{\pi D}{\lambda f} r\right)} \quad (12)$$

gdzie  $I_1$  - funkcja Bessela pierwszego rzędu,

$D$  - średnica soczewki,

$f$  - odległość ogniskowa soczewki,

$J_0$  - maksymalne natężenie w środku wiązki.

Równanie (12) jest znane optykom jako pierścienie dyfrakcyjne, a mikrofalowcom jako promieniowanie równomiernie oświetlonego okrągłego otworu promieniującego. Wprowadzając kąt  $\theta = r/f$ , można z (12) obliczyć, że pierwsze miejsce zerowe diagramu promieniowania występuje przy

$$\theta = 1,22 \cdot \frac{\lambda}{D} \quad (13)$$

W przestrzennym kącie  $2\theta$  jest skoncentrowane około 84% całej energii promieniowania. Powyższe rozważania wykazują, że skupienie światła koherentnego jest ograniczone przez ugięcie i z tego powodu rozbieżność wiązki promieniowania nie może być nigdy mniejsza od  $\theta \approx \frac{\lambda}{D}$ . Na rysunku 9 pokazano różnicę w podatności na skupienie światła koherentnego i niekoherentnego. Idealne źródło koherentne może być uważane za źródło punktowe, którego wiązka jest ograniczona tylko ugięciem. Źródło niekoherentne ma natomiast skończony wymiar  $d$  i rozbieżność wiązki jest ograniczona przez  $\theta \approx d/f$  (np. przy rzutniku) [13]. Powodowane przez ugięcie i występujące w prak-

tycznych laserach rozszerzanie się wiązki promieniowania można zmniejszyć przez zastosowanie odpowiednich systemów soczewek i zwierciadeł. Na rys. 10 pokazano dwa przykłady rozwiązania anteny optycznej. System soczewek na rys. 10a jest odwróconym teleskopem astronomicznym. W tym przypadku wiązka promieniowania jest powiększona w stosunku odległości ogniskowych  $f_2/f_1$ , a jej rozbieżność jest zmniejszona w tym samym stosunku. Oznacza to, że rozbieżność wynosi  $\theta \approx \lambda/D$ .

System zwierciadeł pokazany na rys. 10b jest często stosowany w optyce systemem Cassegraina. Rozbieżność wyjściowej wiązki promieniowania ma w tym przypadku wartość  $\theta \approx d/f$ , przy czym  $d$  oznacza średnicę małego zwierciadła hiperbolicznego a  $f$  - odległość ogniskową dużego zwierciadła parabolicznego. Ogólnie rozbieżności wiązek promieniowania laserowego wynoszą około  $10^{-4}$  rad. dla laserów gazowych,  $10^{-3}$  rad. dla laserów z ciałem stałym i  $10^{-1}$  do  $10^{-2}$  rad. dla laserów półprzewodnikowych [13]. Za pomocą powyższych anten optycznych uzyskuje się 10- do 100-krotne zmniejszenie rozbieżności przy założeniu odpowiedniej jakości powierzchni.

Obecnie podana zostanie zależność pomiędzy mocą sygnału  $P_S$  i mocą odbieraną  $P_E$  [5]. Podstawowy wzór na tłumienność transmisji w zakresie optycznym jest identyczny z odpowiednim wzorem dla mikrofal:

$$\frac{P_E}{P_S} = \frac{A_S A_E}{\lambda^2 R^2} \quad (14)$$

przy czym  $A_S$  i  $A_E$  są powierzchniami apertur układów op-



tycznych po stronie nadawczej i odbiorczej, a  $R$  jest odległością pomiędzy nimi. Czynniki  $\lambda^2$  w mianowniku wskazuje na zaletę systemów optycznych w stosunku do systemów radiowych, na co wskazuje również zależność (13) w odniesieniu do wymiarów anten obu systemów. Zależność (14) jest słuszna dla idealnego przypadku transmisji promieniowania w próżni. Przy propagacji przez atmosferę występuje jednakże szereg czynników ograniczających, które można sprowadzić do absorpcji, rozproszenia i turbulencji promieniowania laserowego. Czynniki te zostaną omówione bardziej szczegółowo.

Natężenie równoległej wiązki promieniowania o natężeniu początkowym  $J_0$  przy przesyłaniu jej przez atmosferę na odległość  $R$  maleje według zależności:

$$J = J_0 \cdot e^{-\mathcal{D}R} \quad (15)$$

przy czym  $\mathcal{D}$  jest współczynnikiem tłumienia, który składa się zasadniczo z trzech składników

$$\mathcal{D} = \alpha + \mathcal{G} + \mathcal{T} \quad (16)$$

Współczynnik absorpcji  $\alpha$  reprezentuje czystą względnie molekularną absorpcję energii przez gazy zawarte w atmosferze. Współczynnik rozproszenia  $\mathcal{G}$  obejmuje zarówno rozproszenie rayleighowskie na molekułach powietrza i na bardzo małych cząstkach jak również uproszczenie Mie'a na większych cząstkach, które dodatkowo może być obciążone stratami absorpcji dielektrycznej. Wreszcie współczynnik turbulencji  $\mathcal{T}$  okazuje zmniejszenie natęże-

nia na skutek turbulencyjnych ruchów powietrza i związane z tym zjawiska rozpraszania energii. Biorąc pod uwagę, że wszystkie trzy współczynniki zależą od długości fali i licznych innych czynników, widać że ich teoretyczne i doświadczalne ilościowe określenie napotyka poważne trudności.

Dodatkowo należy wspomnieć o ugięciach promienia świetlnego w atmosferze na skutek jej zmiennego wskaźnika refrakcji. Przykładem tego może być ugięcie światła słonecznego w atmosferze pionowej, w której wskaźnik refrakcji maleje w sposób ciągły ze wzrostem wysokości oraz ugięcie w atmosferze poziomej przy przejściu pomiędzy zimnymi i ciepłymi zmianami powietrza, które mają różne współczynniki refrakcji. Tłumienie wynikające z absorpcji molekularnej  $\propto$  jest powodowane głównie przez parę wodną ( $H_2O$ ) i dwutlenek węgla ( $CO_2$ ) oraz w mniejszym stopniu przez tlen ( $O_2$ ), ozon ( $O_3$ ) i azot ( $N_2$ ) [23] zawarte w atmosferze. Mechanizm tłumienia absorpcyjnego jest kwantowo-mechanicznym zjawiskiem rezonansowym. Występujące przy tym częstotliwości rezonansowe względnie absorpcyjne  $\nu_{ij}$  odpowiadają zawsze różnicy dwóch dyskretnych poziomów energetycznych  $E_i$ ,  $E_j$  w molekuale:

$$\nu_{ij} = \frac{E_i - E_j}{h} \quad (17)$$

Zależność absorpcji atmosfery od długości fali dla zakresu optycznego pokazano na rys. 11. Dla zakresu ultrafioletowego dla fal o długości do  $0,3 \mu m$  istnieje

prawie całkowite pochłanianie. Fale zakresu widzialnego od 0,4 do 0,7  $\mu\text{m}$  nie są prawie absorbowane i tłumienie tych fal wynosi około 1 do 10 dB/km. W sąsiedniej podczerwonej części widma znajduje się szereg pasm absorpcyjnych rozdzielonych kilkoma pasmami przepuszczenia, np. 8 do 14  $\mu\text{m}$ . Powyżej 25 do 100  $\mu\text{m}$  istnieje w przybliżeniu ciągła absorpcja o średnim tłumieniu 100 dB/km i większym, która jest przydzielona tylko bardzo wąskimi pasmami przepuszczenia. Ta głęboka podczerwień jest jak dotąd mało zbadana pod kątem wykorzystania w telekomunikacji ze względu na brak odpowiednich generatorów [24].

Całkowite występujące w atmosferze straty rozproszeniowe można najlepiej analizować zakładając stosunek promienia  $r$  cząsteczki rozpraszającej do długości fali  $\lambda$  (25, 26). Dla cząsteczek małych  $r \ll \lambda$ , jak na przykład molekuly powietrza, jądra kondensacji i kropelki wody mniejszej od 0,01  $\mu\text{m}$ , słuszny jest model klasycznego rozproszenia Rayleigha i współczynnik rozproszenia wynosi

$$\sigma_R = c_R \cdot \lambda^{-4} \quad (18)$$

przy czym  $c_R$  jest stałą. Z tego powodu krótkofalowe światło niebieskie jest silniej rozpraszane, czym można wytłumaczyć niebieski kolor nieba. Wymiary większości znajdujących się w atmosferze cząstek cieczy lub ciał stałych w postaci pary wodnej, pyłu, dymu, mgły, chmur i deszczu są jednak porównywalne z długością fali lub większe od niej i podpadają pod ogólne prawo rozproszenia podane przez Mie'a:

$$\sigma_M = c_M \lambda^n, \quad 0 > n > -4 \quad (19)$$

przy czym  $c_M$  jest wielkością wynikającą z teorii. Wykładnik potęgi  $n$  zależy od szczegółowych założeń dotyczących wielkości i stałej dielektrycznej cząsteczek rozpraszających. W przypadku cząsteczek większych oprócz rozpraszania występuje dodatkowa absorpcja na skutek przekształcania się energii padającego promieniowania w ciepło (absorpcja dielektryczna lub nierezonansowa) [23]. Dla przeciętnej normalnej atmosfery horyzontalnej na wysokości równej poziomowi morza równania (18) i (19) przyjmują poniższą postać liczbową: (20)

$$\sigma = \sigma_R + \sigma_M = 1,1 \cdot 10^{-3} \cdot \lambda^{-4} + 8 \cdot 10^{-2} \cdot \lambda^{-1} \quad (\text{km}^{-1})$$

dla  $\lambda$  mierzonej w  $\mu\text{m}$ . Z zależności tej widać, że składowa  $\sigma_R$  jest o rząd wielkości lub więcej mniejsza od  $\sigma_M$ . Zależności (18) i (19) przedstawiono w sposób obrazowy na rys. 12. Pokazano na nim zależność energii rozproszonej  $E$  od długości fali  $\lambda$  dla cząsteczek o wielkości  $r$  [28]. Płaska część krzywej ( $\lambda \ll r$ ) aż do maksimum ( $\lambda \sim r$ ) odpowiada rozproszeniu Mie'a, a część opadająca ( $\lambda \gg r$ ) rozproszeniu Rayleigha. Cząsteczki wody występujące w parze mają wymiary w przybliżeniu równe długości fal widzialnych ( $\sim 0,5 \mu\text{m}$ ). Stąd promienie podczerwone ( $\lambda \sim 10 \mu\text{m}$ ) mają w tym przypadku większy zasięg od światła widzialnego na skutek mniejszego rozproszenia. Cząsteczki mgły są natomiast znacznie większe ( $> 100 \mu\text{m}$ ) i rozproszenie przez mgłę jest w przy-

blizeniu jednakowe dla światła widzialnego i podczerwonego.

W atmosferze istnieje ciągle turbulentne mieszanie się ciepłego i zimnego powietrza, które uwidacznia się mikroskopijnymi wahaniami temperatury, wilgotności i gęstości. Wskaźnik refrakcji powietrza wykazuje z tego powodu nieregularne (tzn. statystyczne) przestrzenne i czasowe wahania w stosunku do jego wartości średniej. Te występujące w atmosferze niejednorodności wskaźnika załamania prowadzą do strat rozproszeniowych przy przechodzeniu światła. Obliczenie [29, 30] współczynnika turbulencji  $\tau$  napotyka poważne trudności, ponieważ wymaga ono wprowadzenia określonych funkcji korelacji wskaźnika refrakcji przy założeniu różnych modeli turbulencji. Zgrubne opracowanie [31] - pozwala w przypadku światła laserowego przyjąć, że rozproszenie turbulencyjne  $\tau$  jest około  $10^{-6}$  mniejsze od regularnego rozproszenia  $\sigma_R + \sigma_M$ . Turbulencje w odniesieniu do światła laserowego są jednak interesujące z poniższych ważnych względów. Nieregularne wahania wskaźnika załamania powodują znaczne wahania amplitudy i fazy w wiązce promieniowania laserowego. Typowym przykładem w przypadku zwykłego światła jest migotanie gwiazd w wyniku turbulentnych wahań w atmosferze. Dla promieniowania laserowego wahania te powodują ograniczenie możliwości transmisyjnych pod względem modulacji. Na rys. 13 pokazano widmo częstotliwościowe wahań amplitudy, występujących w wiązce promieniowania laserowego przy przejściu przez atmosferę [32, 33]. Szerokość tego widma zależy od panujących wa-

runków atmosferycznych oraz od wymiarów urządzeń optycznych po stronie nadawczej i odbiorczej. Występujące poza tym wahania fazy powodują zmniejszenie koherentności fazy, które szczególnie niekorzystnie uwidacznia się przy optycznym odbiorze heterodynowym.

Stale są prowadzone systematyczne badania rozchodzenia się światła laserowego w zależności od  $\alpha$ ,  $\sigma$  i  $\tau$ , mające na celu uzyskanie dla poszczególnych obszarów klimatycznych okresu przerw w pracy, wahań powolnych i wahań szybkich transmisji laserowej. Na rys. 14 pokazano przebieg czasowy natężenia promieniowania fali o długości 6328 Å na trasie o długości 7,5 km [34]. Całkowite zerwanie łączności występowało w tym przypadku przy silnym deszczu lub mgle, kiedy zupełnie nie było widoczności pomiędzy stacjami. Wahania powolne wartości średniej natężenia promieniowania były powodowane głównie przez absorpcję i rozpraszanie. Wahania szybkie wokół wartości średniej były powodowane zasadniczo przez turbulencję w atmosferze.

Na rysunku 15 pokazano zależności zachodzące przy odbiorze optycznym w turbulentnej atmosferze [35]. Przy odbiorze heterodynowym (analogicznie jak w przypadku anteny mikrofalowej) moc odbierana zależy od koherentności fazowej promieniowania na aperturze aparatury odbiorczej. Istniejące na skutek turbulencji wahania fazy zmniejszają moc sygnału. Zmniejszeniu koherentności fazowej można przeciwdziałać przez zmniejszenie powierzchni apertury odbiorczej lub przez zmniejszenie zasięgu. Na rys. 15 pokazano obliczone teoretycznie zależności po-

między tymi dwoma wielkościami przy różnych stratach mocy.

Powyższe rozważania wykazują jak wiele różnych wpływów należy uwzględniać przy transmisji światła laserowego przez atmosferę.

#### 2.4.2. Światłowody

W celu wyeliminowania wpływów atmosfery przy transmisji światła na większe odległości prowadzone są prace nad opracowaniem światłowodów, które umożliwiłyby prowadzenie promieniowania świetlnego możliwie bez zakłóceń i strat. Ponieważ równoległa wiązka świetlna rozszerza się w próżni o kąt  $\lambda/D$  na skutek ugięcia, a tym samym jest zniekształcane czoło fazowe fali płaskiej, konieczne jest przy większych odległościach ponowne ogniskowanie. Na rys. 16 pokazano opracowane przez Goubou, Schweringa i Christiana [36, 37] współogniskowe prowadnice falowe, w których do ogniskowania względnie korygowania czoła fazowego są stosowane skupiające soczewki szklane, rozmieszczone w periodycznych odstępach (transformatory fazy). Współogniskowość oznacza przy tym pokrywanie się ognisk sąsiednich soczewek, to znaczy że odległość pomiędzy nimi jest równa podwójnej ogniskowej. Początkowo takie falowody były opracowane dla fal milimetrowych i submilimetrowych, ponieważ konwencjonalne falowody mikrofalowe mają dla tego zakresu fal już bardzo duże tłumienności. Podobny system został przez analogię zaprojektowany przez Pierce'a [38] do skupiania

strumienia elektronowego w periodycznych polach elektrycznych i magnetycznych. Rozszerzanie się ładunku przestrzennego w strumieniach elektronowych jest równoważne ugięciowemu rozszerzaniu się wiązki promieniowania świetlnego. Ostatecznie Boyd i Gordon [39] znaleźli zależności pomiędzy badanym przez nich współogniskowym optycznym zwierciadlanym rezonatorem wnątkowym (rys. 16) i współogniskowym falowodem. Straty występujące w światłowodach składają się ze strat ugięciowych i spowodowanych przez soczewki świetlne strat absorpcyjnych i rozproszeniowych. Dla instalacji eksperymentalnej o długości prawie 1 km, w której soczewki rozmieszczone były co 100 m, można było uzyskać [40] łączne tłumienie fali o długości 6328 Å przeciętnie 1 dB/km, konieczne okazało się jednak przy tym usunięcie powietrza, aby wyeliminować występujące jeszcze wpływy atmosferyczne.

Zastosowane soczewki szklane miały kilka wad, takich jak omówione wyżej straty i stosunkowo krótkie odległości ogniskowe. Wskutek tego dla długich tras należałoby użyć wiele soczewek. Z tego powodu zdecydowano się na opracowanie innego rodzaju skupiania [41]. Zasada jego działania, pokazana na rys. 17, polega na tym, że przez ogrzaną rurę przepuszcza się zimny gaz. Gaz ten ma wzdłuż osi rury niższą temperaturę niż przy jej ściankach, to znaczy że jego gęstość, a więc i wskaźnik refrakcji są większe wzdłuż osi i maleją w kierunku ścianek, przez co powstaje soczewka skupiająca. Odwrotnie, gdyby przepływający gaz był cieplejszy od ścianek rury, uzyskaloby się soczewkę rozpraszającą. Ponieważ takie



soczewki gazowe były bardzo obiecujące, opracowano szereg różnych typów [42, 43, 44]. Przyszłość wykaże, na ile będą one przydatne w praktyce.

Wadą falowodów soczewkowych jest to, że są one za mało giętkie do zastosowań praktycznych przy uwzględnianiu określonych wymagań na promień zagięcia. Istnieją poniższe podstawowe zależności na minimalny promień krzywizny  $R_{\min}$  i maksymalną osiową zmianę kąta  $\sigma_{\max}$  falowodu elektromagnetycznego:

$$R_{\min} = 2 \frac{a^3}{\lambda^2} \quad (21)$$

$$\sigma_{\max} = \frac{1}{2} \frac{\lambda}{a} \quad (22)$$

przy czym  $a$  jest promieniem falowodu. Przy długości fali  $\lambda = 6323 \text{ \AA}$  i średnicy  $2a = 1 \text{ cm}$  uzyskuje się  $R_{\min} = 600000 \text{ m}$  i  $\sigma_{\max} = 3,6 \cdot 10^{-3}$  stopnia. Zmniejszając średnicę do  $2a = 1 \text{ mm}$ , uzyskuje się  $R_{\min} = 600 \text{ m}$  i  $\sigma_{\max} = 3,6 \cdot 10^{-2}$  stopnia. Z tego powodu rozważa się światłowody o możliwie małej średnicy. Zbliżone do nich są znane od pewnego czasu falowody optyczne w postaci włókien szklanych [46]. Prowadzenie energii optycznej odbywa się w tym przypadku dzięki całkowitemu odbiciu wewnętrznemu od ścianek włókien. Tłumienie takich światłowodów jest jednak bardzo duże (kilka dB na metr) i z tego powodu odpada ich zastosowanie na większe odległości. Lepsze możliwości dają rurkowe falowody dielektryczne lub metalowe [47], które wykazują małe tłumienie podstawowych rodzajów fali i możliwe do przyjęcia wartości pro-

mienia zagięcia i zmiany kąta. Falowody takie dają na przykład przy długości fali  $1 \mu\text{m}$  i średnicy rurki  $2a = 1 \text{ mm}$  tłumienie rzędu  $1,8 \text{ dB/km}$ , przy czym falowód metalowy jest lepszy niż dielektryczny pod względem strat występujących przy zagięciach. Istnieją jednakże trudności wykonania tego rodzaju cienkich rurek przy zachowaniu wymaganych tolerancji mechanicznych. Lepsze pod tym względem wyniki uzyskuje się w dielektrycznych światłowodach powierzchniowych [48, 49].

Ponieważ przyszłość optycznych systemów na duże odległości wydaje się polegać na kontrolowanym i prowadzonym przesyłaniu światła laserowego poprzez światłowody, w laboratoriach Bella w USA zostały podjęte poważne prace w tej dziedzinie [50].

## 2.5. Systemy transmisyjne

### 2.5.1. Systemy naziemne

Po omówieniu różnych elementów optycznego systemu telekomunikacyjnego z ich zaletami i wadami, zostaną obecnie przedyskutowane możliwości kilku takich systemów. Przy obecnym stanie techniki laserowej można jednak przedstawić tylko jej bardzo zgrubny obraz.

Szerokopasmowy laserowy system na duże odległości mógłby konkurować z czterema, prawie jednakowo rozwiniętymi i równoważnymi technicznie systemami transmisyjnymi [52]. Pierwszy z nich i najstarszy, to system nośny na kablu współosiowym, którego pasmo rozciąga się od

około 500 kHz do 20 MHz. Drugim jest mikrofalowy system linii radiowych o częstotliwościach nośnych pomiędzy 1 i 20 GHz, wymagający rozstawienia stacji przekaźnikowych w zasięgu widzialności co około 50 km. Trzeci to system falowodowy na falach milimetrowych, który w przeciwieństwie do dwu poprzednich nie wszedł jeszcze do praktycznej eksploatacji. I ostatni najnowszy to satelitarny system transmisyjny, który wykorzystuje mikrofałę i jest już eksploatowany pomiędzy USA i Europą za pośrednictwem satelitów Ziemi.

W celu zapewnienia dużej pewności transmisji szerokopasmowej na duże odległości za pośrednictwem światła trzeba stosować światłowody. Zakładając odpowiednio do współczesnego rozwoju światłowód o średnicy około 5 cm, w którym co około 0,5 km są rozmieszczone soczewki i którego tłumienność jest rzędu 0,2 dB/km [15, 33], to przy długości trasy 300 km występuje tłumienność 60 dB. Przy mocy nadawczej 0,1 W moc dochodząca do odbiornika będzie  $10^{-7}$  W. Stosując odbiór heterodynowy przy szerokości pasma 400 MHz i sprawności kwantowej fotodetektora 0,25, można przy fali 1  $\mu\text{m}$  obliczyć ze wzoru (10) stosunek sygnału do szumu na około 25 dB. Taki system byłby w zupełności do przyjęcia dla telekomunikacji. Nie biorąc pod uwagę wysokich kosztów budowy takiej linii, trzeba byłoby dla eksploatacji opracować szereg rozwiązań częściowych, dotyczących w szczególności ułożenia i zestrojenia światłowodu. Dodatkowo byłyby potrzebne w określonych odstępach zwrotnice kanałowe, które umożli-

wiałyby odgałęzianie informacji z toru głównego.

Podstawowy problem przy optycznym systemie szerokopasmowym polega obecnie na celowym wykorzystaniu będącej do dyspozycji pojemności kanału. Wykorzystanie takie byłoby jednak możliwe dopiero za kilka lub kilkadziesiąt lat, gdyby poza wprowadzeniem wideotelefonii cała telewizja przeorganizowała się w ten sposób aby każdy abonent mógł sobie zestawiać program według własnego wyboru z programów centralnie w kraju rozstawionych stacji magazynujących programy. Do tego czasu łącza laserowe mogłyby być również eksploatowane w transmisji danych i wymiany informacji pomiędzy punktami programowania a centrami obliczeniowymi względnie pomiędzy maszynami matematycznymi.

Przy przesyłaniu sygnałów o mniejszej szerokości pasma (np. wielu kanałów telefonicznych lub kanału telewizyjnego) na mniejsze odległości do około 10 do 20 km można wykorzystywać atmosferę jako ośrodek transmisyjny. Możliwości takiego stosunkowo taniego systemu na małą odległość można łatwo przeanalizować na podstawie wzoru (8). Stosunek sygnału do szumu zależy głównie od wartości ilorazu  $P_s/B$ , to znaczy, że maleje on przy wzroście szerokości pasma  $B$ . Stosunek ten można poprawić po pierwsze przez powiększenie mocy nadawania, po drugie przez ostrzejsze skupienie wiązki oraz po trzecie przez zmniejszenie odległości pomiędzy nadajnikiem a odbiornikiem. We wszystkich tych przypadkach jest powiększana moc  $P_s$ . Ponieważ jednak zarówno moc nadawania jak i możliwość skupiania wiązki promieniowania są ograniczone,

trzeba w takich systemach iść na kompromis pomiędzy szerokością pasma a odległością.

W praktycznym systemie, który rozciąga się na odległość około 10 km, nadajnik i odbiornik musiałyby być podniesione na wysokość ponad 50 m w celu uniezależnienia się od wpływu charakteru terenu (np. podwyższona wilgotność ponad obszarem leśnym). W celu wyeliminowania wahań wieży nadawczej jest konieczne powiększenie średnicy wiązki promieniowania przy odbiorniku do około 10 m, aby nie występowało wychodzenie wiązki z lustra odbiornika. Moc nadawania musiałyby być rzędu 1 W i więcej, aby zredukować do minimum czasu przerw w pracy powodowanych przez atmosferę [34].

Dotychczas przeprowadzono w USA [54, 55, 56] z powodzeniem cały szereg eksperymentalnych transmisji sygnałów akustycznych i telewizyjnych przy zastosowaniu laserów gazowych i Ga As na odległości do 20 km. Dla komercyjnego zainstalowania takich systemów konieczne jest przeprowadzenie systematycznych badań i pomiarów zakłóceń meteorologicznych.

Dyskutowane są również możliwości laserowego systemu rozproszeniowego na zasięgi pozahoryzontowe do 200 km, przy wykorzystaniu w charakterze ośrodka rozpraszającego chmur lub pary wodnej w atmosferze [57].

### 2.5.2. Systemy przestrzenne

Interesujące perspektywy dla systemów laserowych otwierają się przy przyszłościowej transmisji informacji

w przestrzeni kosmicznej. Ponieważ jednak dotychczasowe inicjatywy i projekty w tej dziedzinie są tylko czysto spekulatywne, wystarczy omówienie kilku aspektów [4, 5, 15, 58, 59].

W wyniku braku w przestrzeni kosmicznej atmosfery ze wszystkimi jej mechanizmami tłumieniowymi możliwe jest przesyłanie sygnałów na bardzo duże odległości. Wynika to z równania transmisyjnego (14), określającego stosunek mocy odbieranej do nadawczej w zależności od odległości. Zakładając długość fali  $\lambda = 0,5 \mu\text{m}$ , średnicę wiązki promieniowania przy nadajniku 30 cm i średnicę zwierciadła odbiorczego 100 cm, można obliczyć, że na odległości około 480000 km (odległość Ziemia-Księżyc wynosi 360000 km) byłaby odbierana milionowa część mocy nadawczej. Wiązka promieniowania na tej odległości miałaby średnicę około 1 km.

Za pomocą równania (14) można dla tłumienności transmisji obliczyć zależność pomiędzy zasięgiem a pojemnością informacyjną trasy optycznej w przestrzeni kosmicznej [60]. Jeżeli  $m$  jest liczbą elektronów, które są wyzwalane na fotokatodzie przy transmisji jednostki informacyjnej (bit/sec.), to minimalna moc odbierana  $P_E$  potrzebna do przekazania pojemności informacyjnej  $C$  jest określona przez wzór:

$$P_E = \frac{m C}{\eta} h \nu \quad (23)$$

przy czym  $\eta$  jest sprawnością kwantową fotokatody. Wprowadzając równanie (23) w równanie (14) i rozwiązując je względem zasięgu  $R$ , uzyskuje się:

$$R = \sqrt{\frac{A_S \cdot A_E}{\lambda^2}} \cdot \sqrt{\frac{\eta P_S}{m C h \nu}} \quad (24)$$

Przyjmując  $A_S = A_E$  i podstawiając w miejsce powierzchni apertury  $A$  kąt rozbieżności wiązki  $\theta$ , równanie (24) przechodzi w:

$$R = 4\pi \frac{\lambda}{\theta^2} \sqrt{\frac{\eta P_S}{m C h \nu}} \quad (25)$$

Równanie to określa długości możliwe do osiągnięcia w przestrzeni kosmicznej za pomocą systemów laserowych przy założonej pojemności informacyjnej. Odpowiednie zależności dla dwu danych mocy  $P_S$  (10 W i 1 kW) przy długości fali  $\lambda = 0,7 \mu\text{m}$  oraz przy założeniu  $\theta = 10''$ ,  $\eta = 0,2$  i  $m = 20$  przedstawiono na rys. 18.

Dalsze możliwości optycznej transmisji informacji na odległości międzyplanetarne i międzygwiazdne oraz dotyczące tego porównania z mikrofalowymi systemami transmisyjnymi zostały przedyskutowane w [5, 61, 62]. Na zakończenie należy wspomnieć o planowanym zastosowaniu laserów do połączenia stacji naziemnej z zanurzającym się w atmosferze statkiem kosmicznym, ponieważ w tym czasie na skutek występującej jonizacji przerywa się łączność radiowa.

### 2.5.3. Radar świetlny

Systemy laserowe mogą być wykorzystane do lokalizacji ruchomych obiektów i do pomiaru ich szybkości, tak samo jak systemy radiowe. Zaleta lasera polega przy tym na

większej ostrości wiązki i związaną z tym lepszą rozdzielczością kątową, dzięki czemu mogą być lokalizowane mniejsze detale niż za pomocą innych systemów. Trudności występują w momencie uchwycenia celu i przy złych warunkach atmosferycznych. Odległość obiektu określa się za pomocą pomiaru czasu, jaki jest potrzebny do powrotu wysłanego impulsu. Jeżeli cel się porusza, to fala odbita w wyniku zjawiska Dopplera wykazuje zmianę częstotliwości, z której można obliczyć szybkość. Zmiana częstotliwości przy częstotliwościach optycznych jest stosunkowo duża i wynosi na przykład 2 MHz przy szybkości 1 m/sek i długości fali 1  $\mu\text{m}$ .

Bardzo przydatne do tych celów okazały się impulsy o dużej mocy, uzyskiwane z pompowanych optycznie laserów z ciałem stałym (przełączniki Q), chociaż ich częstotliwość powtarzania impulsów jest bardzo mała.

Na rysunku 19 pokazano schemat blokowy optycznego systemu radarowego wykorzystującego zjawisko Dopplera. Przed oscylatorem laserowym znajduje się częściowo przepuszczające zwierciadło, które kieruje część wychodzącego światła na fotokatodę, na której następuje zmieszanie ze światłem odbitym od obiektów (odbiór homodynowy). Wypadkowa częstotliwość pośrednia jest wzmacniana i wykorzystywana w dalszych stopniach odbiornika.

Amerykańskie firmy produkują już przenośne urządzenia colidarowe (Coherent Light Detection and Ranging), które umożliwiają osiągnięcie odległości do 10 km. W zastosowaniach praktycznych do lokalizacji celów stosuje się kombinację systemu laserowego (z powodu omówionych



wad w odniesieniu do chwytania celu i zależności od wpływów atmosferycznych) z konwencjonalnymi systemami radarowymi lub podczerwonymi, przy czym te ostatnie mają za zadanie lokalizację zgrubną. Dalsze zastosowanie znajdują laserowe systemy lokacyjne w meteorologii, w szczególności do badań struktury przezroczystych prądów atmosferycznych (rozproszenie turbulencyjne) i niewidocznych dla oka warstw pary wodnej (rozproszenie na bardzo małych cząsteczkach) [64, 65].

### 3. LASER JAKO NARZĘDZIE

#### 3.1. Uwagi wstępne

Wielostronna przydatność lasera uwidacznia się przy jego zastosowaniu do nowoczesnej obróbki materiałów. Tradycyjna mechaniczna wiórowa obróbka metali ma w ogólności dwa ograniczenia. Po pierwsze obróbka wiórowa wymaga, aby narzędzie tnące było znacznie twardsze i wytrzymalsze niż element obrabiany w celu zapewnienia mu odpowiedniej żywotności przy określonej szybkości pracy. Na skutek rozwoju twardych stali i ogniotrwałych stopów, które muszą na przykład sprostać stale wzrastającym wymaganiom podróży kosmicznej, zaistniały prawie nie do pokonania trudności wyprodukowania odpowiednio twardych narzędzi. Po drugie postępująca stale miniaturyzacja elementów prawie we wszystkich gałęziach techniki wymaga takiej dokładności obróbki, jaką można uzyskać tylko za pomocą takich metod, którym nie towarzyszą działania sił mechanicznych na element obrabiany.

Po drugiej wojnie światowej rozwinęło się szereg godnych uwagi niekonwencjonalnych sposobów obróbki materiałów [66]. Chodzi tu przede wszystkim o cztery rodzaje obróbki: termiczną, chemiczną, elektrochemiczną i erozyjną. Z metod termicznych zasługuje na wyróżnienie obróbka materiałów strumieniem elektronowym [67]. Za pomocą strumienia elektronowego o gęstości mocy rzędu  $10^7$  W/cm<sup>2</sup> można w krótkim czasie stopić lub odparować małą ostro ograniczoną część materiału i tym sposobem spawać, ciąć, wiercić i frezować go. Ponieważ z lasera z ciałem stałym (rubinowego) można uzyskać gęstość mocy tego rzędu, powstała możliwość wykorzystania go jako termicznego narzędzia do obróbki materiałów. Ważną zaletą wiązki laserowej jest to, że w przeciwieństwie do strumienia elektronowego nie wymaga ona próżni i można ją skupić za pomocą stosunkowo prostych urządzeń optycznych.

### 3.2. Proces fizyczny

Aby można było skutecznie zastosować wiązkę laserową do obróbki materiałów, konieczna jest dokładna znajomość i analiza zachodzących w tym przypadku procesów fizycznych. Należy przede wszystkim rozważyć trzy różne mechanizmy oddziaływania, występujące przy padaniu wiązki laserowej na powierzchnię materiału [68]. Po pierwsze, efekty cieplne wynikające z przemiany na ciepło energii świetlnej padającej na powierzchnię materiału, po drugie, efekty fotoelektryczne (jeden względnie dwa

fotony wyzwalaają jeden elektron), które w wyniku dużej gęstości fotonów w wiązce powodują emisję elektronową z powierzchni, i po trzecie, efekty pola elektrycznego, wywoływane przez silne pole panujące wewnątrz wiązki laserowej, które powoduje wyciąganie elektronów z materiałów. Dla obróbki materiałów najważniejsze znaczenie mają tylko efekty cieplne, których działanie można podzielić na trzy etapy czasowe: absorpcję, wzrost temperatury i przemianę fazy skupienia.

Wielkość absorbowanej energii świetlnej zależy od zdolności odbijania światła od powierzchni materiału, która w przypadku metali wynosi do 50% energii padającej w zależności od tego, czy powierzchnia jest gładka czy szorstka. Głębokość wnikania promieniowania laserowego wynosi około od 0,01  $\mu\text{m}$  do 0,1  $\mu\text{m}$ . Energia świetlna znajdująca się w tej objętości absorpcyjnej zmienia się natychmiast w ciepło. Dla metali czasy przemiany są znacznie krótsze od nanosekundy ( $10^{-9}$  sek), ponieważ pobudzone światłem elektrony przewodnictwa oddają natychmiast swoją energię sąsiadnym elementom siatki krystalicznej i wynikowe drgania siatki dają wzrost temperatury. Wzrost temperatury można obliczyć za pomocą klasycznej teorii przewodzenia ciepła [69]. Dla ułatwienia obliczeń wychodzi się z tego, że prąd cieplny jest jednowymiarowy, to znaczy że średnica wiązki laserowej ( $\sim 100 \mu\text{m}$ ) jest duża w stosunku do głębokości wnikania. Ponadto przyjmuje się, że właściwości cieplne materiału są niezależne od temperatury i że nie zachodzi topnienie ani parowanie. Obliczone przy tych za-

łożeniach wzrosty temperatury wolframu przy określonym impulsie laserowym i różnych głębokościach wnikania pokazano na rys. [26, 69]. Krzywe te zostały potwierdzone eksperymentalnie za pomocą pomiarów, które potwierdziły ponadto występowanie termicznej emisji elektronów. Zaskakujące są występujące tu duże zmiany temperatury w przestrzeni i w czasie rzędu  $10^6$  °C/cm i  $10^{10}$  °C/sek.

Na skutek wysokich temperatur, które mogą istnieć na powierzchni materiału, występuje szereg możliwych do zaobserwowania zjawisk, jak termiczna emisja elektronów, emisja jonów o strukturze plazmowej oraz topienie względnie parowanie materiału. Można oszacować ilość wyparowanego materiału przy normalnych impulsach laserowych (o mocy impulsowej  $10^4$  do  $10^5$  W i długości impulsów około 100  $\mu$ sek) i przy sterowanych (przełącznik Q) impulsach laserowych (o mocy impulsowej  $10^7$  do  $10^8$  W i długości impulsów około 10 nsek). Przy normalnym impulsie laserowym temperatura parowania na powierzchni metalu jest osiągnięta już w krótkim czasie w porównaniu z długością impulsu. Wytwarza się więc strefa parowania rozprzestrzeniająca się w sposób ciągły w materiale ze stałą szybkością drążenia. W czasie trwania impulsu powstaje otwór stosunkowo głęboki ( $\sim 1000$   $\mu$ m) w porównaniu z jego średnicą ( $\sim 100$   $\mu$ m). Na rysunku 21 podano obliczone i pomierzone głębokości otworów powstałych w tych warunkach w różnych materiałach. Przy sterowanym impulsie laserowym zachodzą skomplikowane zależności. W wyniku krótkotrwałej dużej mocy powstaje przy parowaniu gwałtowny impuls ciśnienia zwrotnego

( $\sim 10^5$  atm), który rozgrzewa sąsiedni materiał i eksplozyjnie go wyrzuca. Wyniki obliczeń wykonanych przy takich założeniach oraz wyniki pomiarów eksperymentalnych zestawiono na rys. 22. Uzyskuje się wtedy stosunkowo płytkie otwory (1 - 10  $\mu\text{m}$ ). Przytoczone przykłady wskazują, jakie warunki powinny być spełnione do uzyskania powtarzalnych efektów drążenia.

### 3.3. Rodzaje obróbki

#### 3.3.1. Drążenie materiału za pomocą światła

Najbardziej znanym i najczęściej demonstrowanym eksperymentem drążenia materiału za pomocą lasera jest wykonywanie dziury w żyletce do golenia. Oprócz otworów można za pomocą drążenia wykonywać inne czynności, jak frezowanie i cięcie. Istotne jest przy tym, aby parowanie występowało tylko w miejscu zetknięcia się wiązki laserowej z materiałem bez topienia sąsiednich stref. Aby to uzyskać, konieczna jest praca impulsowa lasera, przy czym liczba impulsów na jednostkę czasu zależy od wielkości obrabianego obszaru. Z klasycznej teorii przewodzenia ciepła wynika, że temperatura powierzchni materiału jest tym wyższa, im krótszy jest czas trwania impulsu przy nie zmienionej energii impulsu [70]. Jest wtedy szybko osiągnana temperatura parowania i unika się topienia większych obszarów na bokach otworu. W jakim stopniu udaje się to zrealizować, widać na rys. 23, na którym pokazano przekrój otworu, o średnicy około 300  $\mu\text{m}$ ,

wykonanego w stali za pomocą wiązki laserowej [71]. Podwyższenie widoczne w środku otworu powstało ze stopionego w czasie działania wiązki materiału, który spłynął ze ścianek. Powiększenie ziaren w dalszym otoczeniu otworu wskazuje na ogrzanie w czasie obróbki.

Charakter wykonanego otworu zależy od parametrów zastosowanego impulsu i ponadto od właściwości termicznych materiału. W przypadku materiałów o małej przewodności cieplnej, jak na przykład żelazo, uzyskuje się otwory o mniejszych strefach topienia niż w przypadku materiałów o dużej przewodności cieplnej, jak na przykład miedź, w której otrzymuje się otwory w całości otoczone stopionym materiałem. Dla każdego obrobionego materiału przed przystąpieniem do systematycznej i powtarzalnej obróbki muszą być najpierw przeprowadzone dokładne badania.

Opracowano już cały szereg praktycznych metod drążenia materiałów. Jest do dyspozycji wiele opracowań dotyczących wykonywania otworów o średnicy 5 do 300  $\mu\text{m}$ , głównie w diamencie, wolfranie, molibdenie i ceramice radiowej, które jest bardzo trudno obrabiać metodami klasycznymi. Te małe otwory są częściami składowymi sił lub przesłon względnie służą jako małe otwory systemów elektronowo-optycznych [67]. Znane jest wykonywanie otworów w cienkich płytkach ferrytowych stosowanych w układach pamięci magnetycznej.

Dalsze zastosowania istnieją przy produkcji i precyzyjnej obróbce układów mikroelektronicznych [72]. Jak dotąd, znane są takie procesy jak cięcie cienkich folii metalowych o grubości 100  $\mu\text{m}$ , usuwanie warstw metalu w

celu utrzymania tolerancji oporników, a w szczególności frezowanie cienkich warstw ze złota i srebra nałożonych na podłoże szklane [73]. Obróbka taka rozciąga się ponadto na kompleksowe elementy układowe. Wydaje się, że wiązka laserowa obok strumienia elektronowego będzie najważniejszym narzędziem przy przyszłościowej miniaturyzacji elementów elektronicznych.

### 3.3.2. Spawanie za pomocą światła

Laser może być stosowany z powodzeniem nie tylko do drążenia, ale i do łączenia materiałów, to znaczy do spawania. Dotychczas stosowane było głównie spawanie punktowe, podczas gdy ciągle spawanie szwowe napotyka poważne trudności. Jak dotychczas, spawanie szwowe można było realizować w postaci gęstego szeregu spawań punktowych [74].

Dobre spawanie charakteryzuje się tym, że nie może zachodzić parowanie materiału, które prowadziłyby do jego ubytków. Z tego powodu, oprócz kontroli mocy wyjściowej lasera, jest konieczne dokładne kontrolowanie czasu trwania impulsów. Jeżeli mianowicie przy określonej gęstości wiązki czas trwania impulsu jest za krótki, to na powierzchni materiału uzyskuje się bardzo szybko temperaturę parowania, podczas gdy w czasie tak krótkiego czasu tylko minimalna część energii jest tracona przez przewodnictwo cieplne. I przeciwnie, jeżeli w tych samych warunkach czas trwania impulsu jest za długi, to gęstość mocy przechodząca do materiału jest za mała dla

osiągnięcia punktu topienia, ponieważ w tym przypadku znaczna część energii jest tracona przez przewodnictwo cieplne. Badania eksperymentalne wykazały, że przy energii impulsów rzędu 10 Wsek optymalne czasy trwania impulsów wynoszą 1 do 10 msek, w przeciwieństwie do impulsów nano - i mikrosekundowych, potrzebnych przy drążeniu materiału. Optymalna spawalność zależy oczywiście również od właściwości termicznych materiału. Metale o dużej przewodności jak złoto, srebro i miedź dają się łatwiej spawać niż metale o gorszej przewodności, jak żelazo i wolfram. Przy spawaniu istnieją w ogólności wprost przeciwne zależności niż przy drążeniu, ponieważ w pierwszym przypadku chodzi o topienie, a w drugim o parowanie.

Zaletą spawania laserowego w stosunku do spawania oporowego polega na tym, że tą metodą mogą być spawane nadzwyczaj cienkie druty, co jest szczególnie korzystne przy produkcji termoelementów z drutów o średnicach  $100\mu\text{m}$  i mniejszych. Na rysunku 24 pokazano przykład przypawania drutu aluminiowego do warstwy złota [74]. Spawanie w tym przypadku odbywa się poprzez podłoże szklane. Specjalne perspektywy dla spawania laserowego otwierają się w dziedzinie techniki mikroukładów przy wykonywaniu cienkich połączeń między elementami, ponieważ za pomocą wiązki laserowej można oddziaływać tylko na mały obszar bez zakłócającego wpływu na dalsze otoczenie, co jest na przykład szczególnie ważne przy elementach półprzewodnikowych w celu uniknięcia zmian domieszkowania.



### 3.4. Opracowane przyrządy

W technice obróbki metali stosowany jest zazwyczaj laser rubinowy pobudzany impulsowo ze względu na potrzebną dużą moc wyjściową. Ogniskowanie wiązki laserowej w przyrządach dostępnych na rynku odbywa się za pomocą stosunkowo prostego układu optycznego. Na rys. 25 pokazano zasadę pracy urządzenia stosowaną w dotychczas opracowywanych przyrządach. Do skupiania wiązki stosowana jest na ogół jedna soczewka skupiająca, ponieważ skomplikowane systemy soczewek wymagają stosowania powłok i spoiwa, które ulegają uszkodzeniom przy dużych gęstościach wiązki. Element obrabiany umieszcza się w ognisku soczewki, gdzie przy ogniskowej  $f$  i rozbieżności strumienia  $\theta$  uzyskuje się oświetlenie punktowe o średnicy  $d = \theta \cdot f$ .

Jak dotychczas, laserowe przyrządy do obróbki metali rozwinęły się głównie w USA. Podstawową częścią składową takiego przyrządu jest głowica laserowa, połączona z mikroskopem w celu umożliwienia równoczesnej obserwacji wyniku obróbki. Głowica laserowa jest zwykle zmontowana na stole roboczym, który zawiera potrzebne urządzenia zasilające. Firma Maser Optics, Boston USA, opracowała uniwersalną maszynę do obróbki metali o energii wyjściowej 1 Wsek, która może być wykorzystywana do obróbki w sposób ręczny lub automatyczny. Duży przyrząd wieloczynnościowy o maksymalnej energii wyjściowej 50 Wsek oferuje firma Applied Lasers, Stoneham Mass. W firmie TRG, New York, USA można otrzymać przyrząd do mikrospawania o energii wyjściowej 2 Wsek.

Wszystkie powyższe przyrządy są właściwie przyrządami laboratoryjnymi i wymagają podstawowego wypróbowania każdego procesu obróbki przez kwalifikowany personel oraz wykazują ponadto szereg wad [75]. Ich sprawność, to znaczy stosunek elektrycznej energii wejściowej do optycznej energii wyjściowej, jest mniejsza od 1%. Większa część energii pompowania przekształca się w kryształ na ciepło. Z tego powodu konieczne jest chłodzenie. Czas życia zastosowanych lamp pobudzających jest mały. Poważną wadą, szczególnie w porównaniu z przyrządami ze strumieniem elektronowym, jest mała częstotliwość powtarzania impulsów, która wynosi przeciętnie 10 impulsów na minutę. Pomimo tych wad przyrządy laserowe znajdują w niedługim czasie drogę do techniki wykonawczej, bazującej na miniaturyzacji.

#### 4. ZAKOŃCZENIE

W poprzednich rozdziałach omówione zostały tylko najważniejsze dla telekomunikacji zastosowania lasera. Lasery, jako cała dziedzina wiedzy, znajdują się obecnie w stadium gwałtownego rozwoju zarówno w zakresie badania problemów podstawowych, jak również opracowywania poszczególnych elementów. Prowadzone są intensywne prace, aby już teraz można było z powodzeniem stosować laserowe systemy transmisyjne lub laserowe narzędzia do obróbki materiałów.

Chociaż zarysowują się określone tendencje rozwojowe techniki telekomunikacji, trudno byłoby jednak postawić

dokładne prognozy na nadchodzące stulecie, dotyczące transmisji informacji i obróbki materiałów. W odniesieniu do przesyłania informacji można by przewidzieć, że prawdopodobnie w końcu bieżącego stulecia mogłyby wejść do konwencjonalnego użytku dwa systemy laserowe. Po pierwsze, systemy na małe odległości przez atmosferę, głównie pomiędzy wysokimi budynkami w dużych miastach, i po drugie, systemy na duże odległości przez falowody do połączenia centrów obróbki informacji. W dziedzinie obróbki materiałów urządzenia laserowe mogłyby, prawdopodobnie w najbliższych dziesięciu do dwudziestu latach, znaleźć zainteresowanie łącznie z urządzeniami ze strumieniem elektronowym przy mikrominiaturyzacji elementów.

Na zakończenie niniejszych rozważań warto przytoczyć cytaty z przemówienia wynalazcy lasera C.H. Townsa wygłoszonego przy otrzymywaniu nagrody Nobla: "Za kilka lat niniejsze sprawozdanie na skutek postępu nauki i lepszych wyników będzie miało tylko znaczenie historyczne z wyjątkiem kilku uwag o ogólnych zasadach".

#### WYKAZ LITERATURY

1. Morgenstern G.: Der Laser. Fernmelde Ing. 1967 t.21 nr 5, s. 1-31 i nr 6, s. 1-40.
2. Die Ohren des Königs. Darmst. Echo, 3.9.1965.
3. Goebel G.: Die Internationale Fernmelde-Union 1865 bis 1965. Z. Post-u.Fernmeldewes. 1965 t. 10 nr 9, s. 309-329.

4. Luck G.C.: Some factors affecting applicability of optical-band radio (Coherent light) to communication. RCA Rev. 1961 t. 22 nr 3, s. 359-409.
5. Oliver B.M.: Some potentialities of optical masers. Proc. IRE 1962 t. 50 nr 2, s. 135-141.
6. Klockhaus W.: Lichtmodulatoren für breite Frequenzbänder. NTZ 1963 t. 16 nr 11, s. 561-568.
7. Blechert G.: Nachrichtenübertragung mit optischen Frequenzen. Haus d. Technik E.V. Essen: Vortragsveröffentlichungen. 1964 nr 23, s. 41-51.
8. Blumenthal R.H.: Design of a microwave-frequency light modulator. Proc. IRE 1962 t. 50 nr 4, s. 452-456.
9. Rigrod W.W., Kaminow I.P.: Wide-band microwave light modulation. Proc. IEEE 1963 t. 51 nr 1, s. 127-140.
10. Peters C.J.: Gigacycle bandwidth coherent light traveling-wave phase modulator. Proc. IEEE 1963 t. 51 nr 1, s. 147-153.
11. Peters C.J.: Gigacycle bandwidth coherent light traveling-wave amplitude modulator. Proc. IEEE 1965 t. 53 nr 5, s. 455-460.
12. Gordon I.P.: Optical communication. Int. Science and Tech. 1965, sierpień, s. 60-69.
13. Vallese L.M.: Advances in lasers. Semicond. Prod, 1963, sierpień, s. 25-35.

14. Grau G. i in.: Modulation von Licht mittels elektrische doppelbrechender Kristalle. S&H Entwickl. Ber., 1964 t. 27 grudzień, s. 236-240.
15. Sette D.: Laser applications to communication. Z.f. ang. Math. u. Phys. 1965, styczeń, s. 156-169.
16. Shannon C.E., Weaver W.: Mathematical Theory of Communication. Univ. of Illinois Press, Urbana, III, USA, 1949.
17. Yariv A., Gordon J.P.: The laser. Proc. IEEE 1963 t. 51 nr 1, s. 4-29.
18. Gordon J.P.: Quantum effects in communication system. Proc. IRE 1962 t. 50 nr 9, s. 1898-1908,
19. Caddes D.E., Mc Murthy B.J.: Evaluating light demodulators. Electronics 1964 t. 37 nr 13, s. 54-61.
20. Blattner D. i in.: Microwave photomultipliers using transmission dynodes. RCA-Rev. 1965 t. 26 nr 1, s. 21-41.
21. Morton G.A.: Infrared detectors. RCA-Rev. 1965 t. 26 nr 1, s. 3-21.
22. Bloom A.L.: Noise in lasers and laser detectors. Spectra-Phys., Techn. Bull., 1965 nr 4.
23. Kerr D.E.: Propagation of Short Radio Waves. McGraw-Hill New York 1951.
24. Dees I.W. i in.: Beyond microwaves. Int. Science and Tech., 1965 listopad, s. 50-56.

25. Van de Hulst H.C.: Light Scattering by Small Particles. New York 1957.
26. Middleton W.E.K.: Vision through the Atmosphere. Toronto 1952.
27. Müller F.: Optics of the lower atmosphere. Appl. Optics, 1964 luty, s. 157-166.
28. Ditchburn R.W.: Light. London 1963.
29. Chernov L.A.: Wave Propagation in a Random Medium. Mc Graw-Hill, New York 1960.
30. Tatarski V.I.: Wave Propagation in a Turbulent Medium. Mc Graw-Hill New York 1961.
31. Munick R.I.: Turbulent backscatter of light. J.Opt. Soc. Amer. 1965 lipiec, s. 893.
32. Hogg D.C.: On the spectrum of optical waves propagated through the atmosphere. Bell Syst. tech. J. 1963 t. 42 nr 6, s. 2967-2969.
33. Subramanian M. i in.: Modulation of laser beams by atmospheric turbulence. Bell Syst. tech. J. 1965 t. 44 nr 3, s. 543-546.
34. Gruss R.: Übertragung von Laserstrahlung durch die Atmosphäre. NTZ 1966 t. 19 nr 1, s. 35.
35. Gardner S.: Some effects of atmospheric turbulence on optical heterodyne communications. IEEE-Conv. Rec. 1964 t. 12 nr 6, s. 337-342.

36. Goubau G., Schwering F.: On the guided propagation of electromagnetic wave beams. IRE Trans. on Ant. and Prop. 1961 t. 9 nr 3, s. 248-256.
37. Goubau G., Christian J.R.: Experimental studies on a beam waveguide for millimeter waves. IRE Trans. on Ant. and Prop. 1961 t. 9 nr 3, s. 256-263.
38. Pierce J.R.: Modes in sequences of lenses. Proc. Nat. Ac. of Science 1961 listopad, s. 1808-1813.
39. Boyd G.D., Gordon J.P.: Confocal multimode resonator for millimeter through optical wavelength masers. Bell Syst. tech. J. 1961 t. 40 nr 2, s. 489-508.
40. Goubau G., Christian J.R.: Loss measurements with a beam waveguide for long distance transmission at optical frequencies. Proc. IEEE 1964 t. 52 nr 12, s. 1739.
41. Marcuse D., Miller S.E.: Analysis of a tabular gas lens. Bell Syst. tech. J. 1964 t. 43 nr 4, s. 1759-1782.
42. Berreman D.W.: A lens or light guide using convectively distorted thermal gradients in gases. Bell Syst. tech. J. 1964 t. 43 nr 4, s. 1469-1475.
43. Berreman D.W.: A gas lens using unlike. Counter-flowing gases. Bell Syst. tech. J. 1964 t. 43 nr 4, s. 1475-1476.
44. Berreman D.W.: Convective gas light guides or lens trains for optical beam transmission. J. Opt. Soc. Amer. 1963 marzec, s. 179-247.

45. Miller S.E.: Directional control in light-wave guidance. Bell Syst. tech. J. 1964 t. 43 nr 4, s.1727-1739.
46. Stewart H.S.: The new optics. Int. Science and Tech. 1962 kwiecień, s. 16-26.
47. Marcatili E.A.I., Schmeltzer R.A.: Hollow metallic and dielectric waveguides for long distance optical transmission and lasers. Bell Syst. tech. J. 1964 t. 43 nr 4, s. 1729-1802.
48. Karbowski A.E.: New type of waveguide for light and infrared waves. Electron. Letters 1965 t. 1 nr 1, s. 47-48.
49. Larsen H.: Dielektrische Wellenleiter bei optischen frequenzen. Arch. elekt. Übertr. 1965 t. 19 nr 11, s. 535-540.
50. Miller S.E.: Light propagation in beam-waveguides. Bell Syst. tech. J. 1965 t. 44 nr 9, s. 2017-2065.
51. Marcuse D.: Statistical treatment of light-ray propagation in beam-waveguides. Bell Syst. tech. J. 1965 t. 44 nr 9, s. 2065-2082.
52. Marcuse D.: Properties of periodic gas lenses. Bell Syst. tech. J. 1965 t. 44 nr 9, s. 2083-2116.
53. Berreman D.W.: Growth of oscillations of a ray about the irregularly wave axis of a lens light guide, s. 2111-2132.

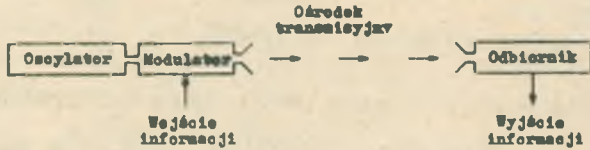


54. Schulz-Du Bois E.O.: Anwendungsmöglichkeiten für Laser und Maser in der Nachrichtentechnik. Umschau 1964, 1 sierpień, s. 454-458.
55. Miller S.E.: Communication by laser. Sc. American 1966, styczeń, s. 19-27.
56. Lange O.E.: Losses suffered by coherent light redirected and refocused many times in a enclosed medium. Bell Syst. tech. J. 1965 t. 44 nr 2, s.283-301.
57. Peters C.J. i in.: Laser/television system developed with off-the-shelf equipment. Electronics 1965 t. 38 nr 2, s. 75-78.
58. Johnson K.M., Eden D.D.: Solid-state modulation and demodulation of light with information from five television channels. Proc. IEEE 1965 t. 53 nr 4, s. 402-403.
59. Boerschig B.A.: A light-modulated data link. IEEE Trans. Broadcast. 1964 t. 10 nr 1, s. 4-7.
60. King M., Kainer S.: Some parameters of a laser-type beyond-the-horizon communication link. Proc.IEEE 1965 t. 53 nr 2, s. 137-141.
61. Bowers B.C.: Communication in space. Brit. Comm. and Elect. 1965 t. 12 nr 4, s. 222-227.
62. Otten K.W.: Digital communications between-aerospace vehicles and stations on the ground. IRE Trans. on Aerosp. and Nav. Electr. 1962 t. 9 nr 2, s.58-66.

63. Megla G.K.: Somme new aspects for laser communications. Appl. Optics 1963, marzec, s. 311-315.
64. Schwartz R.N., Townes C.H.: Interstellar and interplanetary communication by optical masers. Nature 1961, kwiecień, s. 205-208.
65. Dittmann L.R.: Limitations on lasers for deep space communication. IEEE Trans. Com. and Electr. 1964 t. 83 nr 1, s. 170-173.
66. Todd A.C.: A high resolution, microwave modulated optical doppler radar. IEE Conv. Rec. 1964 t. 12 nr 7, s. 246-256.
67. Collis R.T.H., Ligda M.G.H.: Laser radar echoes from the clear atmosphere. Nature 1964, sierpień, s. 508.
68. Collis R.T.H., Fernald F.G., Ligda M.G.H.: Laser radar echoes from a stratified clear atmosphere. Nature 1964, 19 sierpień, s. 1274-1275.
69. Park F.: Nontraditional machining. Ing. Sc. and Tech. 1963, listopad, s. 22-35.
70. Panzer S.: Die Anwendung des Lasers für die Materialbearbeitung Z. f. ang. Math. u. Phys. 1965, sty-czeń, s. 138-155.
71. Werber C.M., Adelman A.H.: The interaction of laser beams with metals. Batt. Techn. Rev. 1965, lipiec, s. 3-8.
72. Ready J.F.: Effects due to absorption on laser radiation. J. of Appl. Phys. 1965 t.6 nr 2, s. 462-468.

73. Adams C.M., Hardway G.A.: Fundamentals of laser beam machining and drilling. IEEE Trans. IGA 1965, marzec, s. 90-96.
74. Franken P.: High-energy lasers. Int. Sc. and Tech. 1962, październik, s. 62-68.
75. Nichols K.G.: Lasers and microelectronics. Brit. Comm. and Electron. 1965 t. 12 nr 6, s. 368-369.
76. Boot H.A.H. i in.: Micromachining with a pulsed gas laser. Electron. Letters 1966 t. 2 nr 2, s. 1.
77. Young D.S.: The laser as an industrial tool. West. Electr. Eng. 1964, październik, s. 2-10.
78. Cremosnik G.: Materialbearbeitung mit Ladungsträger- und Laserstrahlen. Techn. Rundschau 1965 t.57 nr 3-5.
79. Klinger H.H.: Laser. Stuttgart 1964, Franckh'sche s. 119.
80. Lawrence L.G.: Grundlagen der Lasertechnik. Prien 1964, Winter'sche C.F.
81. Carroll I.M.: Todesstrahlen. Berlin 1965.
82. Döring H.: Theorie und Anwendung des Lasers. Köln- -Opladen 1965.
83. Röss D.: Laser. Lichtverstärker und-oszillatoren. Frankfurt a. Main, 1966.
84. Mollwo E., Kaule W.: Maser und Laser. BI-Hochschul- -Taschenbücher Bd. 79/79a. Bibliographisches Institut, Mannheim 1966.

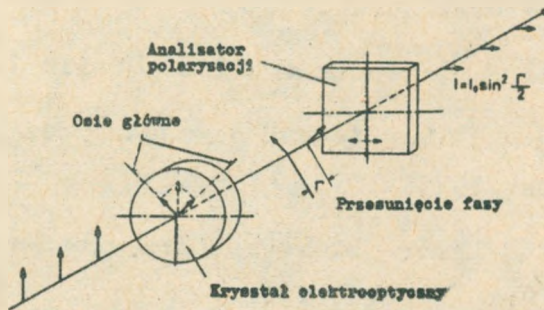
85. Bretherton M.: Masers and Lasers. Mc Graw-Hill, New York 1966.



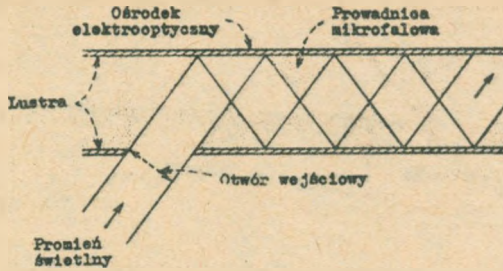
Rys. 1. Układ optycznego systemu teletransmisyjnego

System	Częstotliwość nośna	Szerokość pasma	Procentowa szerokość pasma
Fale średnie	1 MHz	10 kHz	1%
Telewizja I	60 MHz	6 MHz	10%
UKF	300 MHz	300 kHz	0,1%
Telewizja IV	600 MHz	6 MHz	1%
Linie radiowe	4 GHz	4 MHz	0,1%

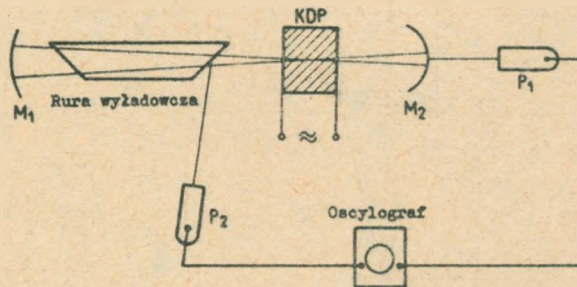
Rys. 2. Szerokości pasm różnych systemów transmisyjnych



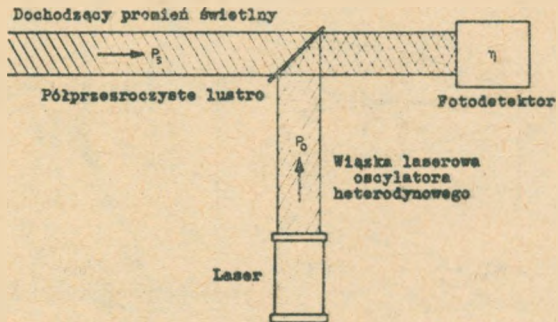
Rys. 3. Zasada elektrooptycznej modulacji kryształu



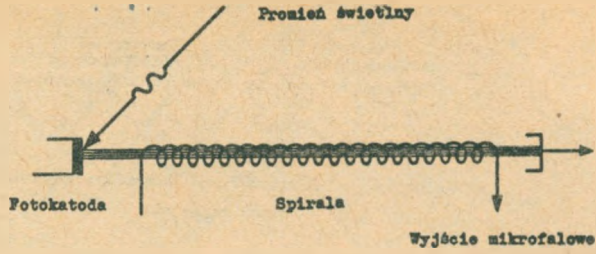
Rys. 4. Modulator z falą bieżącą



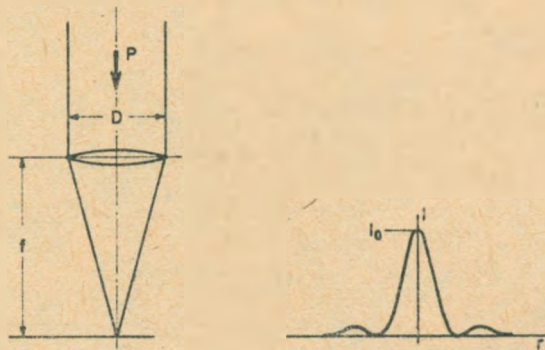
Rys. 5. Modulacja sprzężenia w laserze gazowym



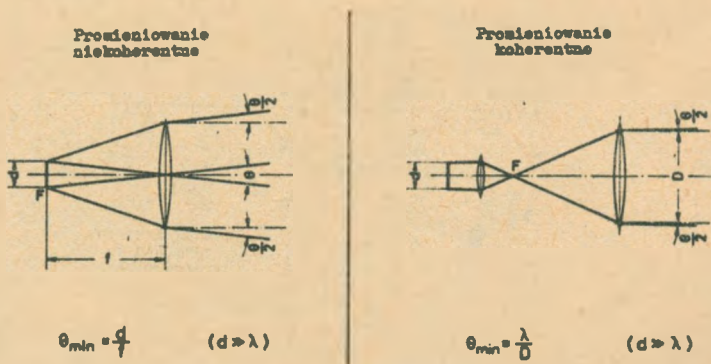
Rys. 6. Zasada odbioru optycznego z przemianą (heterodynowego)



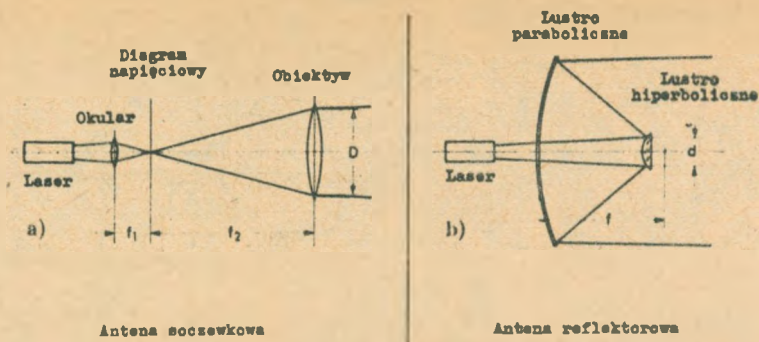
Rys. 7. Schemat optycznej mikrofalowej lampy z falą bieżącą



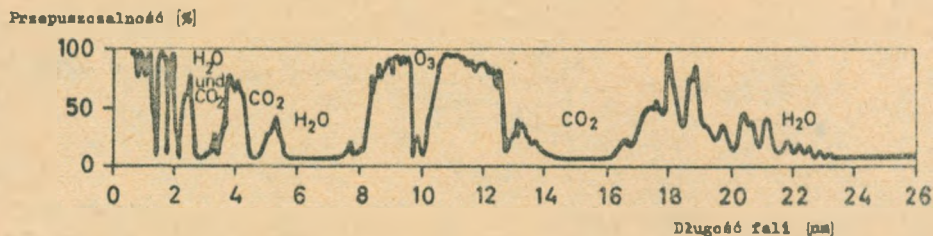
Rys. 8. Ogniskowanie światła koherentnego



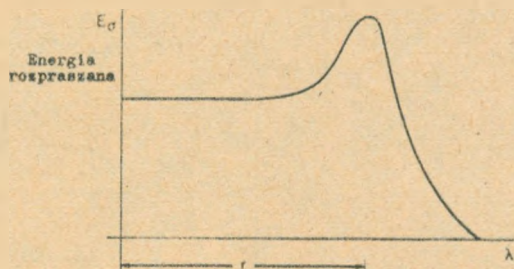
Rys. 9. Skupianie promieniowania koherentnego i niekoherentnego

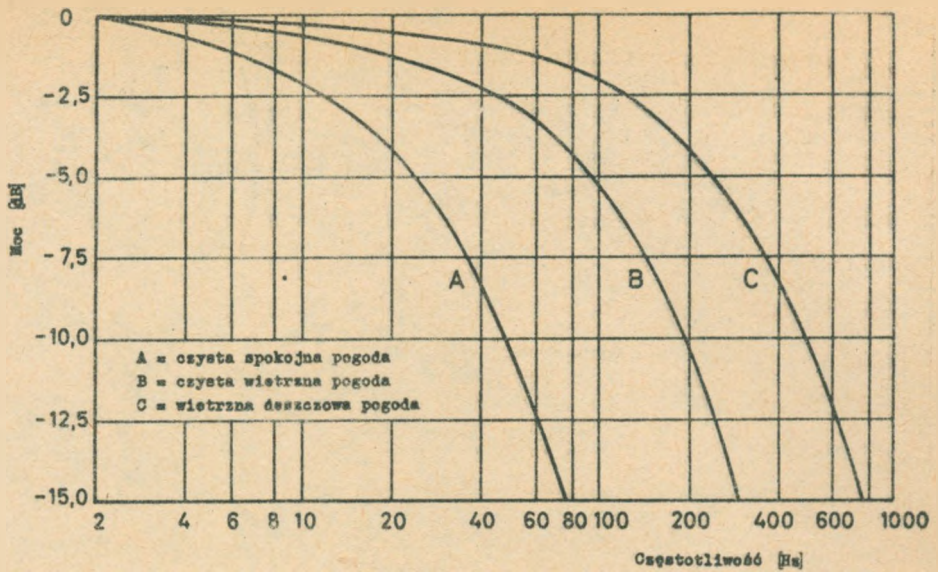


Rys. 10. Anteny optyczne

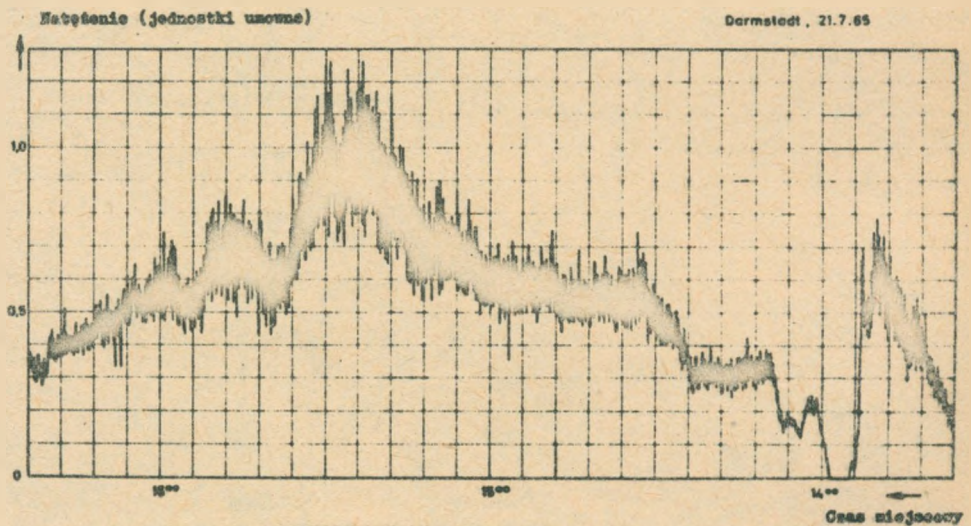


Rys. 11. Absorpcja molekularna w zakresie optycznym

Rys. 12. Zależność energii rozproszonej  $E_G$  od długości fali  $\lambda$  dla cząsteczek o promieniu  $r$

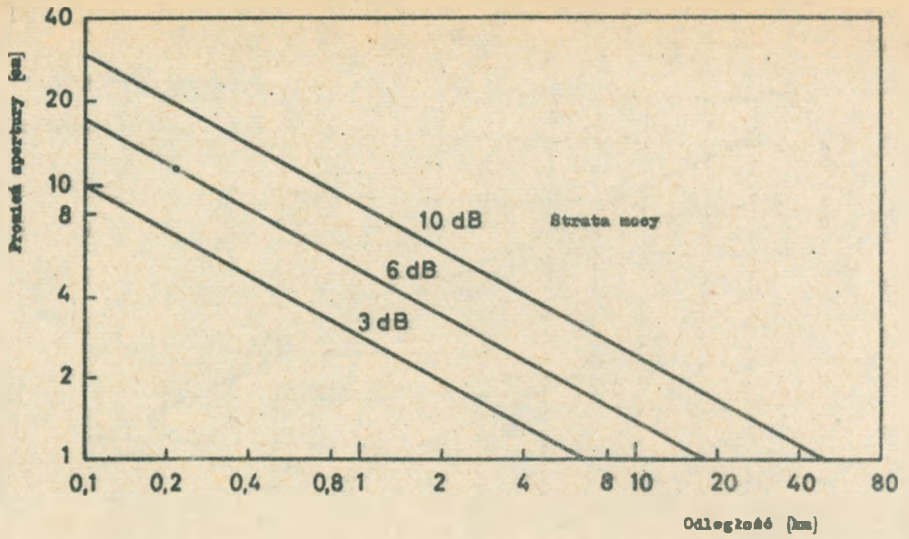


Rys. 13. Widmo częstotliwościowe wahań amplitudy w atmosferze turbulentnej



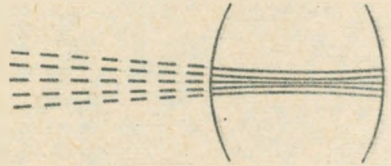
Rys. 14. Charakterystyczny przebieg natężenia promieniowania przy trasie transmisji o długości 7,5 km



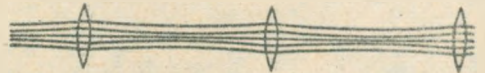


Rys. 15. Zależność apertury odbiorczej od długości przy różnych stratach mocy sygnału

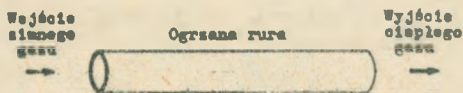
Współogniskowy rezonator (Boyd i Gordon)



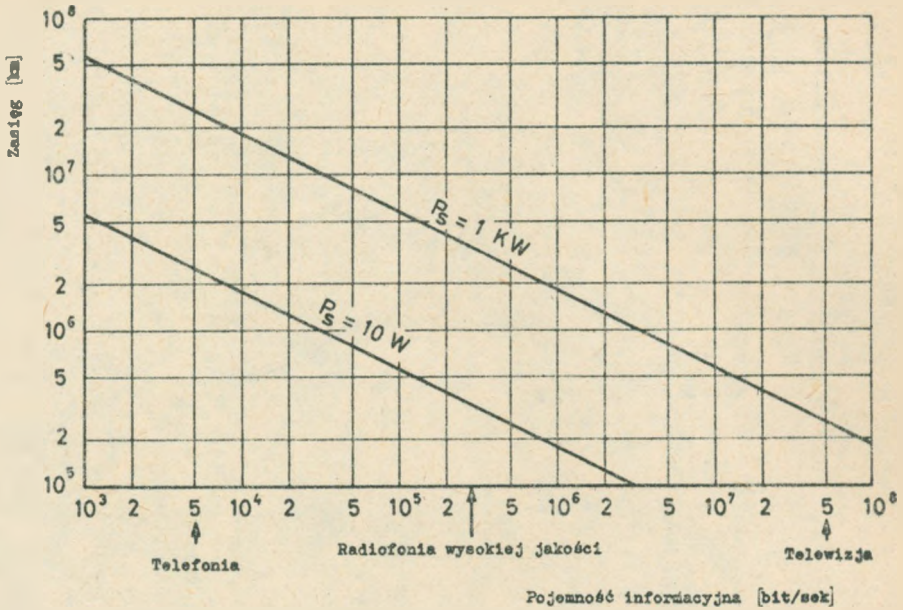
Współogniskowy falowód (Geubou i Schwing)



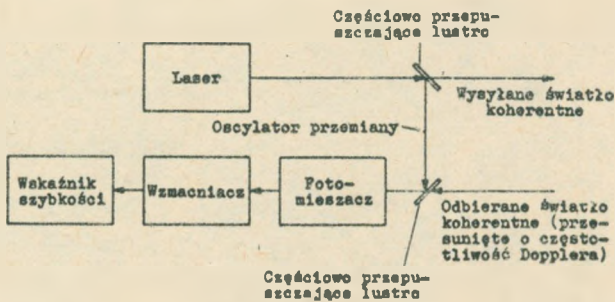
Rys. 16. Współogniskowy rezonator i współogniskowy falowód



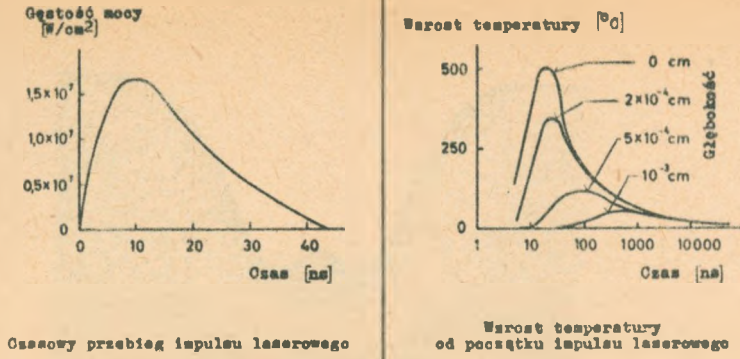
Rys. 17. Zasada działania soczewki gazowej



Rys. 18. Zależność zasięgu od pojemności informacyjnej dla optycznego systemu telekomunikacyjnego



Rys. 19. Schemat blokowy koherentnego optycznego systemu radarowego



Czasowy przebieg impulsu laserowego

Wzrost temperatury od początku impulsu laserowego

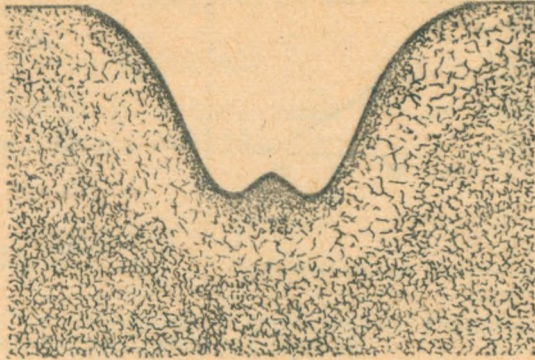
Rys. 20. Wzrost temperatury w wolfranie w funkcji czasu dla danego impulsu laserowego

Material	Głębokość obliczona /mm/	Głębokość obserwowana /mm/
Stal	0,76	0,61
Mosiądz	0,89	0,78
Aluminium	0,84	0,78
Miedź	0,83	0,90
Nikiel	0,68	0,58

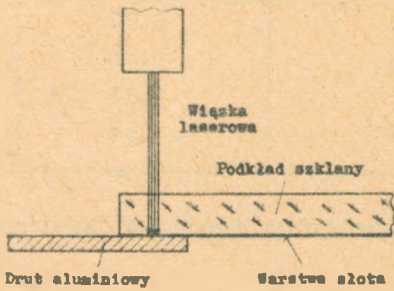
Rys. 21. Głębokość otworów normalnych impulsów laserowych

Material	Głębokość obliczona /μm/	Głębokość obserwowana /μm/
Stal	1,8	1,1
Mosiądz	2,0	2,5
Aluminium	6,2	3,6
Miedź	3,0	2,2
Nikiel	2,4	1,2

Rys. 22. Głębokość otworów sterowanych impulsów laserowych



Rys. 23. Przekrój otworu wykonanego w stali



Rys. 24. Przykład przypawania laserowego drutu aluminowego do warstwy złota

Rys. 25. Zasada pracy urządzenia do laserowej obróbki materiału

