

JERZY OLSZEWSKI

Polska Akademia Nauk

Instytut Geofizyki, Stacja Morska — Sopot

ANALIZA WARUNKÓW WIDZIALNOŚCI PODWODNEJ W MORZU NA PRZYKŁADZIE ZATOKI GDAŃSKIEJ

Treść: Wstęp 153; I. ANALIZA MECHANIZMU TRANSMISJI OBRAZU W MORZU; 1. Problem widzialności podwodnej i wielkości opisujące jakość obrazu w wodzie 155; 2. Zależność kontrastu i jego transmisji od położenia obiektu w naturalnym polu świetlnym 161; 3. Wielokrotne rozpraszanie światła jako czynnik obniżający jakość obrazu 173; II. WYNIKI BADAŃ KONTRASTU I ZASIĘGU DETEKCJI OBRAZU W ZATOCE GDAŃSKIEJ: 1. Aparatura i technika pomiarowa 183; 2. Przestrzenne rozkłady kontrastu obrazu w wodach Zatoki Gdańskiej 189; 3. Zasięg detekcji i rozmycie konturów obrazu w wodach Zatoki Gdańskiej 199; III. WYKORZYSTANIE ZJAWISKA POLARYZACJI ŚWIATŁA DO POPRAWY KONTRASTU OBRAZU W WODZIE MORSKIEJ: 1. Krótki przegląd metod poprawy widzialności podwodnej 203; 2. Polaryzacyjna metoda poprawy kontrastu w wodzie 207; IV. WNIOSKI KOŃCOWE 214; Summary 217; LITERATURA 222.

Wstęp

Optyka morza rozumiana szeroko jako nauka o wzajemnym oddziaływaniu promieniowania świetlnego z materią tworzącą środowisko morskie stanowi jeden z ważniejszych działów fizyki morza. Obok niezwykle istotnego zagadnienia jakim jest badanie wpływu podwodnego pola światła na procesy biochemiczne w morzu, drugim bardzo ważnym zagadnieniem optyki morza jest badanie warunków widzialności podwodnej, tj. procesów formowania i transmisji obrazów podwodnych obiektów, ich kontrastu, zasięgu widzenia, zabarwienia itp., w różnych warunkach środowiskowych. Praktyczne znaczenie tych badań wynika przede wszystkim z szybko wzrastających potrzeb techniki podwodnych prac badawczych i eksploatacyjnych, wykorzystania kamer fotograficznych i telewizyjnych w tych pracach itp.

Problem widzialności podwodnej jest skomplikowany, głównie ze względu na złożony charakter środowiska wody morskiej i jego silne oddziaływanie ze światłem oraz złożony rozkład przestrzenny i czasowy podwodnego pola światła. W literaturze światowej istnieje szereg prac poświęconych zagadnieniu widzialności podwodnej, na ogół jednak obejmują one pewne tylko wycinki zagadnienia, a najczęściej ograniczają się do jego technicznych aspektów, tj. głównie fotografii podwodnej. Podstawowym fizycznym ujęciem głównych elementów tego zagadnienia są artykuły wybitnego specjalisty S.Q. Duntley'a (1962, 1963). Podstawowe rozważania teoretyczne na ten temat zawarte są w pracach R. Preisendorfera (1959, 1964).

Przedmiotem obecnego opracowania jest próba systematycznego i kompleksowego omówienia wpływu istotnych czynników środowiskowych na warunki widzialności podwodnej w morzu. Praca ta ma charakter monograficzny, uwzględniający podstawową literaturę z zakresu omawianych zagadnień oraz wyniki badań własnych autora. Większość przedstawionych wyników jest rezultatem kilkuletnich badań prowadzonych przez autora w wodach Zatoki Gdańskiej. Na szczególną uwagę zasługują wyniki analizy wpływu przestrzennych rozkładów naturalnego pola światła w morzu na parametry widzialności poparte wynikami pomiarów w naturalnych warunkach. Są one oryginalnym przyczynkiem uzupełniającym całokształt wiedzy o warunkach widzialności w morzu, a w szczególności w wodach strefy brzegowej morza.

Godnym uwagi elementem pracy są też wstępne wyniki eksperymentów określających wpływ właściwości optycznych wody morskiej na rozmywanie konturów obrazu. Wskazują one na celowość dalszych badań w tym kierunku pomimo dużych trudności technicznych.

Oryginalnym elementem pracy, o dużym znaczeniu praktycznym, jest też szczegółowa analiza możliwości poprawy jakości obrazu w wodzie morskiej poprzez wykorzystanie zjawiska polaryzacji światła.

Przedstawione wyniki pomiarów zebrano za pomocą zespołu urządzeń pomiarowych celowo opracowanych i skonstruowanych przez autora w pracowni fizyki morza Stacji Morskiej IG PAN. Opis tych urządzeń, choć potraktowany nieco marginesowo, jest także istotnym elementem obecnej pracy.

Autor pragnie gorąco podziękować Panu docentowi Jerzemu Derze, kierownikowi pracowni fizyki morza Stacji Morskiej PAN, za opiekę nad całością pracy i cenne wskazówki metodyczne i merytoryczne w ciągu pracy.

Dziękuje też serdecznie Panu profesorowi Ignacemu Adamczewskiemu, dyrektorowi Instytutu Fizyki Politechniki Gdańskiej, za opiekę nad pracą w szczególnie trudnej, wstępnej fazie badań.

Szczególne podziękowania autor pragnie przekazać Panu profesorowi Stanisławowi Szymborskiemu, kierownikowi Stacji Morskiej PAN, za wielkie zainteresowanie i poparcie w prowadzonych badaniach.

Osobne podziękowania należą się też wszystkim Kolegom z pracowni fizyki Stacji Morskiej PAN, w szczególności Panu Konstantemu Pielakowi za nieocenioną pomoc przy pomiarach na morzu oraz Panu magistrowi Witoldowi Wensierskiemu za pomoc w pomiarach i w rozwiązywaniu szeregu zagadnień technicznych.

I. ANALIZA MECHANIZMU TRANSMISJI OBRAZU W MORZU

1. Problem widzialności podwodnej i wielkości opisujące jakość obrazu w wodzie

Trudności związane z widzialnością podwodną powodowane są właściwościami absorpcyjno-rozpraszającymi wody morskiej (Ivanoff 1958; Duntley 1962, 1963; Jerlov 1953, 1955, 1968) różniącymi się znacznie od analogicznych właściwości atmosfery (Duntley i wsp. 1956, 1957, 1963).

Selektywna absorpcja światła (Armstrong i Boalch 1961; Defant 1961; Dietrich i Kalle 1961; Kalle 1961; Dera i Kalinowski 1966) jest główną przyczyną zakłóceń w widzeniu barwnym, wpływa też w znacznym stopniu na osłabianie promieni oświetlających przedmiot i promieni tworzących obraz w całym przedziale widma. Zasadniczy problem stwarza jednak rozpraszanie światła na zawiesinach (Joseph 1955; Boden i wsp. 1960; Tyler 1961; Dwing i Thorndike 1965; Paramonow 1965), praktycznie nieselektywne w przedziale widzialnym ze względu na duże rozmiary zawiesin w większości wód naturalnych. Rozpraszanie silnie osłabia promieniowanie użyteczne w tworzeniu obrazu i co najgorsze, obniża kontrast obrazu poprzez tworzenie w przestrzeni wodnej znacznej domieszki promieniowania rozproszonego w kierunku obserwatora. W rezultacie w najczystszych wodach naturalnych duże przedmioty rozróżnialne są najdalej z odległości około 100 m, natomiast w większości mórz zasięg widzenia nie przekracza kilkunastu metrów, a w zatokach, w dynamicznych strefach brzegowych mórz i w wodach śródlądowych nie przekracza kilku metrów.

a) Wpływ ośrodka na transmisję radiacji tworzącej obraz

Widzialność przedmiotu z odległości r zależna jest od rozkładu tzw. radiacji rzeczywistej L_o , tj. emitowanej lub odbitej przez obserwowany obiekt, oraz od rozkładu radiacji pozornej L_r , tj. obserwowanej w odle-

głości r od obiektu po jej zmodyfikowaniu przez środowisko. Zależności między tymi radiacjami oraz warunkami panującymi w rozpatrywanym ośrodku opisuje w zasadzie ogólne równanie przenoszenia energii promienistej (Preisendorfer 1961), które w stanie stacjonarnym, przy braku wewnętrznych źródeł światła w ośrodku można zapisać w postaci (Preisendorfer 1964; Dera i Kalinowski 1966, Jerlov 1968):

$$\frac{dL(z, \Theta, \vartheta)}{dr} = -c(z)L(z, \Theta, \vartheta) + L_*(z, \Theta, \vartheta), \quad (1.1)$$

gdzie: (r, Θ, ϑ) — współrzędne sferyczne, zgodnie z ryc. 1; L — tzw. radiacja właściwa, tj. strumień energii promienistej F_0 ustalonej długości fali, na głębokości z , biegnący z kierunku Θ, ϑ w elementarny kąt bryłowy $d\omega$ i przypadający na element powierzchni normalnej dA_n :

$$L = \frac{d^2 F}{d\omega dA_n},$$

c — oznacza całkowity współczynnik osłabiania wiązki promieni.

Przyjmuje się przy tym poziomo uwarstwiony model mas wodnych, tzn. że c, L i L_* są stałe w dowolnym kierunku poziomym, a zależą w przestrzeni tylko od głębokości z . L_* , zwana funkcją drogową, reprezentuje radiację powstałą na drodze dr i w kierunku r na skutek rozpraszania dowolnych innych radiacji $L(z, \Theta', \vartheta')$, i daje się wyrazić w postaci:

$$L_*(z, \Theta, \vartheta) = \int_{\Theta=0}^{\pi} \int_{\vartheta=0}^{2\pi} \beta(z, \Theta, \vartheta, \Theta', \vartheta') \cdot L(z, \Theta', \vartheta') \sin \Theta' d\Theta' d\vartheta', \quad (1.2)$$

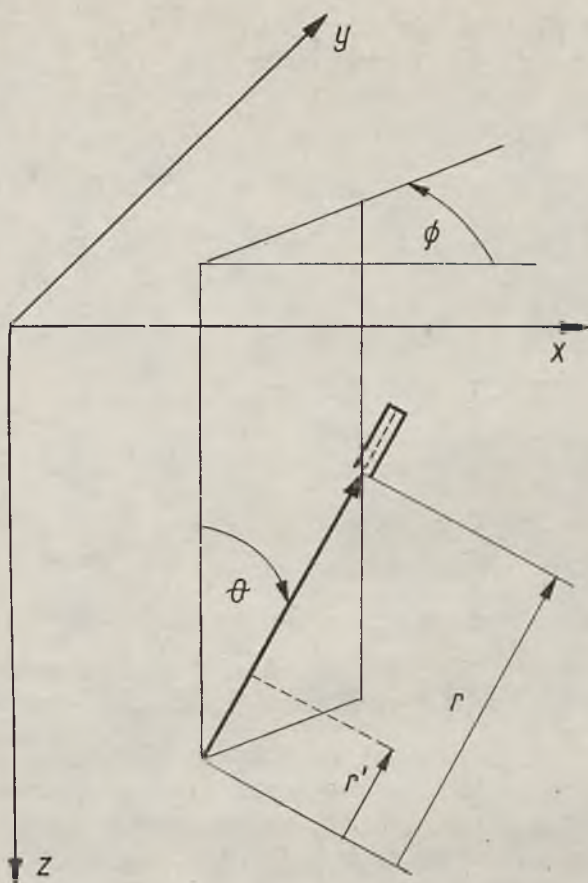
gdzie: β — objętościowa funkcja rozpraszania (Dera i Kalinowski 1966; Jerlov 1968).

Zauważmy jeszcze, że głębokość źródła radiacji pod wodą (np. tarczy testowej) z_t może być w ogólności różna od głębokości z , gdzie umieszczony jest detektor obrazu lub obserwator. Wówczas rozpatrywana geometryczna droga r promieni biegnących od tarczy do punktu obserwacji opisana jest prostą zależnością $z = z_t - r \cos \Theta$ (ryc. 1) (Preisendorfer 1964).

Przy założeniu, że znana jest wartość L_x równanie (1.1) jest równaniem różniczkowym liniowym pierwszego rzędu. Formalne rozwiązanie jeonrodnej postaci tego równania ($L_x = 0$) wyraża transmisję radiacji lub tzw. transmisję wiązki promieni T_r na drodze r :

$$T_r = \frac{L_r^0}{L_0} = \exp \left[- \int_0^r c(r') dr' \right] = e^{-\int_0^r c(r') dr'} \quad (1.3)$$

gdzie: $r = \int_0^r c(r') dr'$ — odległość optyczna; r' — zmienna odległość od



Ryc.1. Geometryczne zależności występujące przy określaniu radiacji (Preisendorfer 1964)
 Fig. 1. Geometrical dependences for determining the radiance (Preisendorfer 1964)

źródła radiacji wzdłuż drogi r . Rozwiązanie ogólne równania (1.1) wygląda następująco:

$$L_r = L_0 e^{-\int_0^r \kappa dr} + \int_0^r L_* e^{-\int_r^r \kappa dr'} dr' \quad (1.4)$$

co można zapisać w postaci:

$$L_r = T_r L_0 + \int_0^r T_{r-r'} L_* dr' \quad (1.5)$$

Jeśli c i β nie zależą od głębokości z , to można przyjąć (Dera i Kalinowski 1966), że:

$$L_*(z) = L_*(0) \cdot e^{-\int_0^z K_L(z) dz} \quad (1.6)$$

gdzie: $K_L(z)$ — współczynnik dyfuzyjnego osłabiania radiacji (1.28).

Dalej, jeśli założymy, że K_L także nie zależy od głębokości z , co ma miejsce w granicznym polu świetlnym (Preisendorfer 1959; Tyler 1960a; Dera i Kalinowski 1966, Jerlov 1968), to możemy łatwo wyznaczyć drugi składnik prawej strony równania (1.5):

$$\int_0^r T_{r-r'} \cdot L_* \, dr' = L_* \int_0^r e^{-(c(r-r'))} \cdot e^{-K[z + (r-r') \cos \Theta]} \, dr' =$$

$$= \frac{L_*(z)}{c + K \cos \Theta} [1 - e^{-(c + K \cos \Theta)r}]. \quad (1.7)$$

Po wprowadzeniu oznaczeń:

$$T_r L_o = L_r^o \quad \text{i} \quad \int_0^r T_{r-r'} L_* \, dr' = L_r^* \quad (1.8)$$

wyrażenie (1.5) można krótko zapisać w postaci:

$$L_r = L_r^o + L_r^* \quad (1.9)$$

Jest to ogólne rozwiązanie równania przenoszenia (1.1), a zarazem równanie dobrze symbolizujące proces przenoszenia obrazu. Wielkości L_r^o i L_r^* charakteryzują dwa odrębne elementy tego procesu i decydują o jakości przeniesionego obrazu. Radiacja L_r^o jest składnikiem pożytecznym, opisującym przenoszenie pożądaną, osłabioną, lecz nie zniekształconą informacji. Radiacja L_r^* jest natomiast składnikiem zakłócającym, zawierającym zarówno informację zniekształconą przez wielokrotne rozpraszanie promieni w małe kąty do przodu, jak i rozproszone światło całkowicie niezależne od przedmiotu obserwacji. Im większy jest więc udział L_r^o w całkowitej odbieranej radiacji, tym lepsza jest jakość obrazu.

Osobnym zagadnieniem jest zależność transmisji obrazu i jego jakości od długości fali świetlnej, czyli odbieranie obrazów barwnych.

Jeśli przyjmiemy, że rozpraszanie światła widzialnego w wodzie morskiej jest praktycznie nioselektywne (Jerlov 1968; Dera i Kalinowski 1966; Dera i Olszewski 1969), to transmisję obrazów barwnych jednoznacznie określają współczynniki osłabiania $c(\lambda)$ i $K(\lambda)$. Zależność tych współczynników od długości fali dla wody morskiej wykazuje minima w przedziale od około 470 do 550 m (Kampa 1961; Duntley 1963; Jerlov 1968; Dera 1971). Woda morska działa zatem jak szerokopasmowy filtr zielono-niebieski (Lenoble 1956; Tyler 1959) i dla różnych zbiorników występują głównie ilościowe różnice wartości $c(\lambda)$ i $K(\lambda)$, z pewnym spadkiem udziału transmisji fal krótszych w wodach szelfowych i brzegowych. Stąd też w wodzie morskiej najdalej jest widoczne światło o barwie zielono-niebieskiej, w wodach przybrzeżnych i rzecznych natomiast o barwie zielono-żółtej. Nie oznacza to, że przedmioty o tych barwach charakteryzują

się najlepszą widzialnością. O jakości odbieranego obrazu decyduje bowiem, obok transmisji radiacji, także kontrast, tj. stosunek radiacji obiektu do radiacji tła wodnego na jakim obiekt jest widoczny. Ten stosunek już nawet w bezpośrednim otoczeniu obiektu może być dla barwy najlepiej transmitowanej w wodzie wcale nie największy, a często właśnie w tym przedziale długości fal przyjmuje wartość minimalną. Przy obserwacji z bliskiej odległości lub w bardzo czystych wodach, aby uzyskać lepszą widzialność można dopuścić do silniejszego osłabiania radiacji niosącej obraz przez odejście od pasma najlepszej transmisji, jeśli w jakimś innym paśmie długości fal radiacja obiektu jest znacznie większa od radiacji tła.

Na ogół jednak, zwłaszcza przy detekcji obrazu z większych odległości od obiektu, najlepsze wyniki daje obserwacja w paśmie maksymalnej transmisji radiacji i wszystkie dalsze rozważania w tej pracy ograniczają się w zasadzie do takiego przypadku.

b) Kontrast obrazu i jego transmisja w wodzie morskiej

Przed wprowadzeniem parametrów opisujących jakość obrazu w wodzie, celowe wydaje się rozdzielenie czynników zakłócających obraz na dwie grupy. Pierwsza grupa obejmuje czynniki, które nie wpływają bezpośrednio na proces transmisji obrazu, a ich rola zakłócająca przejawia się w zwiększaniu tła. Są to właściwości naturalnego pola światła panującego w morzu, takie jak rozkład radiacji i oświetlenia. Druga grupa to czynniki wpływające bezpośrednio na zachowanie się wiązki promieni niosących obraz, czyli rzeczywiste właściwości optyczne ośrodka (Oczakowski 1965, Jerlov i Nygard 1968), takie jak absorpcja i rozpraszanie. Te ostatnie czynniki powodują zarówno osłabianie energii promieni niosących obraz, jak i zniekształcanie przenoszonej informacji w wyniku rozpraszania. Wpływ osłabiania, jakkolwiek w wodzie morskiej bardzo silny, jest stosunkowo najmniej szkodliwy w procesie formowania obrazu, gdyż nie powoduje jego zniekształceń. Zjawiskiem najbardziej szkodliwym jest natomiast wielokrotne rozpraszanie promieni, niosących obraz, w małe kąty do przodu. Jest to szczególnie silny efekt wobec mocno wydłużonego w przód kształtu funkcji rozpraszania $\beta(\Theta, \vartheta)$ w wodzie morskiej (Duntley 1963; Dera i Kalinowski 1966; Jerlov 1968).

Podstawowymi parametrami opisującymi jakość obrazu są kontrast i transmisja kontrastu (Duntley 1963; Preisendorfer 1964; Jerlov 1968; Dera i Olszewski 1969), wzdłuż drogi obserwacji w ośrodku, opisanej zgodnie z ryc. 1 symbolami Z_t , Θ , ϑ , r . Kontrast definiuje się za pomocą opisanych poprzednio radiacji. Zauważmy w tym celu, że do obserwatora dociera zarówno radiacja od obserwowanej tarczy, jak i radiacja z przestrzeni ją

otaczającej, czyli tła. Stosunek tych dwóch radiacji obserwowanych w odległości r ., czyli pozornych, decyduje o kontraście jako wskaźniku wyrazistości obrazu. Oznaczmy zatem przez:

- ${}_t L_o(z_t, \Theta, \vartheta)$ — radiację rzeczywistą obserwowanej tarczy,
- ${}_b L_o(z_t, \Theta, \vartheta)$ — radiację rzeczywistą tła tarczy,
- ${}_t L_r(z, \Theta, \vartheta)$ — radiację pozorną tarczy w odległości r ,
- ${}_b L_r(z, \Theta, \vartheta)$ — radiację pozorną tła tarczy w odległości r .

Wtedy kontrast rzeczywisty $C_o(z_t, \Theta, \vartheta)$ definiujemy następująco:

$$C_o = \frac{{}_t L_o - {}_b L_o}{{}_b L_o}. \quad (1.10)$$

a kontrast pozorny $C_r(z, \Theta, \vartheta)$ jako:

$$C_r = \frac{{}_t L_r - {}_b L_r}{{}_b L_r}. \quad (1.11)$$

Równania (1.10) i (1.11) są ogólnymi definicjami i nie wymagają założeń ograniczających. Dopiero dalsze zależności opisujące warunki widzialności w tym podrozdziale wyprowadzane są przy założeniu, że wpływ na obniżenie kontrastu rozpraszania w małe kąty do przodu jest możliwy do pominięcia.

Kontrast pozorny wyrażony równaniem (1.11) decyduje o wyrazistości obrazu w odległości r . Występujące w jego definicji radiacje pozorne można wyznaczyć z równania (1.9) lub z jego form uproszczonych do szczególnych przypadków. Dla przedmiotów ciemniejszych od tła, tj. gdy ${}_t L_o < {}_b L_o$, kontrast C_r przyjmuje wartość od 0 do -1 , dla jaśniejszych — od 0 do $+\infty$. Stosunek $C_r(z, \Theta, \vartheta) / C_o(z_t, \Theta, \vartheta)$ nosi nazwę *t r a n s m i s j i k o n t r a s t u*.

Korzystając z równań (1.9) i (1.3) oraz z definicji kontrastów (1.10) i (1.11) otrzymujemy równanie transmisji kontrastu w postaci:

$$T_c = \frac{C_r}{C_o} = T_r \frac{{}_b L_o}{{}_b L_r} = e^{-r} \frac{{}_b L_o}{{}_b L_r}. \quad (1.12)$$

Stosunek $\frac{{}_b L_o(z_t)}{{}_b L_r(z)}$ w poziomo uwarstwionym ośrodku ogólnie wyrazić można wzorem:

$$\frac{{}_b L_o}{{}_b L_r} = \exp \left[- \int_z^{z_r} K_L / z / dz \right]. \quad (1.13)$$

Ze względów praktycznych istotny jest przypadek transmisji kontrastu w nieskończonym ośrodku jednorodnym na dużej głębokości optycznej, tzn. gdy współczynnik osłabiania c nie zależy od głębokości z , a głębokość jest wystarczająca, aby naturalne pole świetlne traktować jako pole gra-

niczne. W tym przypadku współczynnik osłabiania radiacji $K_L(z, \Theta, \theta)$ przyjmuje stałą wartość w przestrzeni, a stosunek ${}_bL_o/{}_bL_r$ wynosi:

$${}_bL_o/{}_bL_r = e^{-K_L r \cos \Theta} \quad (1.14)$$

Wobec równania (1.12) transmisja kontrastu przyjmuje wtedy postać:

$$T_c = \frac{C_r}{C_o} = e^{-(c + K_L \cdot \cos \Theta) r} \quad (1.15)$$

Dla obserwacji w kierunku poziomym ($\Theta = \frac{\pi}{2}$) zależność (1.15) upraszcza się i transmisja kontrastu równa jest transmisji równoległej ciennej wiązki promieni (Duntley 1963; Preisendorfer 1964):

$$T_c = C_r / C_o = e^{-cr} = T_r. \quad (1.16)$$

Z transmisją kontrastu wiąże się pojęcie zasięgu detekcji obrazu, określonego jako odległość r_m , na której kontrast pozorny obrazu spada do wartości progu czułości kontrastu C_r danego detektora (Briggs i Hatchett 1965; Rozenberg 1969; Dera i Olszewski 1969; Olszewski 1970). Z (1.15) łatwo można wykazać, że:

$$r_m = \frac{1}{c + K_L \cos \Theta} \cdot \ln \frac{C_o}{C_p} \quad (1.17)$$

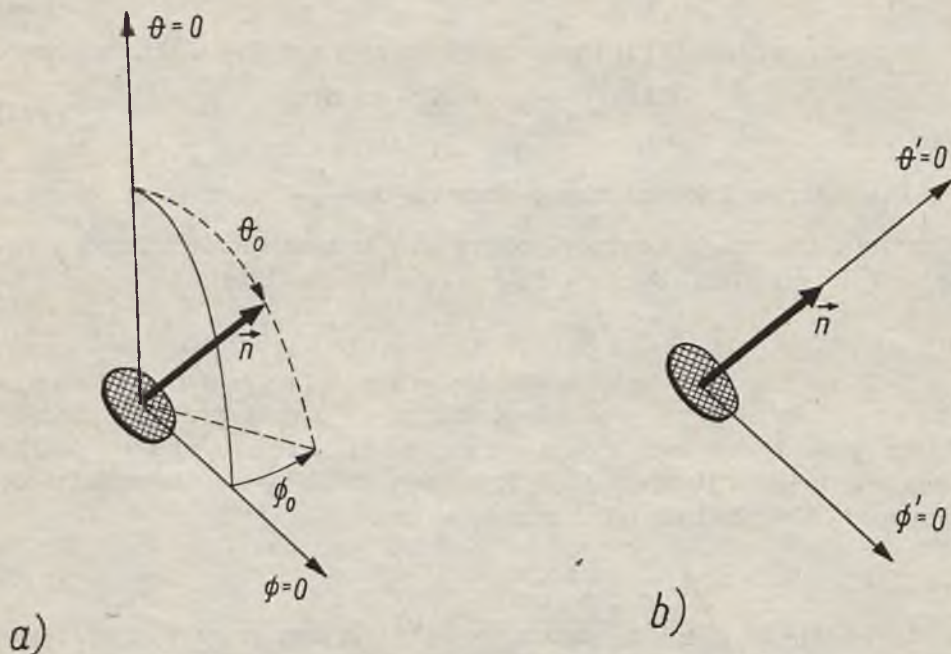
Wszystkie wymienione parametry są funkcjami rzeczywistych i pozornych właściwości optycznych ośrodka oraz funkcjami przestrzennego rozkładu radiacji (Tyler 1958, 1960b, 1961a, Duntley 1963, Tyler i Shaulles 1964). Transmisja kontrastu, jak wynika ze wzoru (1.15), jest prostą funkcją współczynników c i K , jednak sam kontrast pozorny C_r , który w zasadzie decyduje o jakości obrazu, zależy nie tylko od transmisji, ale także od kontrastu rzeczywistego C_o , będącego z kolei złożoną funkcją współczynnika odbicia powierzchni obiektu i przestrzennego rozkładu radiacji w morzu.

2. Zależność kontrastu i jego transmisji od położenia obiektu w naturalnym polu świetlnym

a) Wpływ geometrii obserwacji na kontrast rzeczywisty

Rozważmy na wstępie zależność kontrastu rzeczywistego od wzajemnej orientacji przestrzennej obiektu i naturalnego pola światła w morzu. Załóżmy, że obserwowany obiekt, znajdujący się w wodzie na ustalonej głębokości z , jest dowolnie zorientowaną płaską tarczą testową, którą obserwujemy z kierunku prostopadłego do jej powierzchni. Orientację

tarczy w przestrzeni będzie określał jednostkowy wektor normalny do jej powierzchni \vec{n} o współrzędnych Θ_0 i ϑ_0 (ryc. 2a). Niech tarcza ma powierzchnię matową, tzn. odbija światło w sposób dyfuzyjny, zgodnie



Ryc. 2. Szkic ilustrujący zmianę układu współrzędnych przy określaniu kontrastu rzeczywistego: a) układ współrzędnych związany z wyróżnionymi kierunkami (pion i poziom) w toni wodnej, b) układ współrzędnych związany z płaszczyzną tarczy testowej

Fig. 2. Diagram illustrating the change in the system of coordinates when determining the inherent contrast: a) the system of coordinates related to specified directions (vertical and horizontal) in the water., b) the system of coordinates related to the surface of the test target

z prawem Lamberta, i niech współczynnik odbicia będzie R_t . To upraszczające założenie jest w przybliżeniu spełnione w wielu spotykanych w morzu przypadkach. Wprowadzimy dalej układ współrzędnych sferycznych Θ' , ϑ' związany z tarczą, taki że kierunek \vec{n} odpowiada w nim zawsze kątowi $\Theta' = 0$, a $\vartheta' = 0$ może być wybrane dowolnie (ryc. 2b).

W takim układzie oświetlenie powierzchni tarczy jest funkcją przestrzennego rozkładu radiacji $L(z, \Theta', \vartheta')$ i wyrazi się wzorem (Tyler i wsp. 1959; Preisendorfer 1961; Kalinowski i Dera 1968):

$$E[z, (-\vec{n})] = \frac{\Pi}{2} \int_{\Theta' = \Pi}^{\Pi} \int_{\vartheta' = 0}^{2\Pi} L(z, \Theta', \vartheta') \cos \Theta' \sin \Theta' d\Theta' d\vartheta'. \quad (1.18)$$

W tym oświetleniu radiacja rzeczywista powierzchni tarczy ${}_tL_o$ w kierunku obserwacji \mathbf{n} jest przy dyfuzyjnym odbiciu równa radiacji odbitej w każdym innym kierunku Θ', ϑ' :

$${}_tL_o(\mathbf{n}) = {}_tL_o'(\Theta', \vartheta'),$$

wobec czego spełnia ona zależność:

$$\begin{aligned} E[z, (-\mathbf{n})] \cdot R_t &= \int_{\Theta'=0}^{\Pi} \int_{\vartheta'=0}^{2\Pi} {}_tL_o(z, \mathbf{n}) \cos \Theta' \sin \Theta' d\Theta' d\vartheta' = \\ &= \Pi {}_tL_o(z, \mathbf{n}), \end{aligned} \quad (1.19)$$

stąd:

$$\begin{aligned} {}_tL_o(z, \mathbf{n}) &= \frac{R_t}{\Pi} \cdot E[z, (-\mathbf{n})] = \\ &= \frac{R_t}{\Pi} \int_{\Theta'=0}^{\Pi} \int_{\vartheta'=0}^{2\Pi} L(z, \Theta', \vartheta') \cos \Theta' \sin \Theta' d\Theta' d\vartheta'. \end{aligned} \quad (1.20)$$

Tło tarczy wyrażone radiacją ${}_bL_o$ w tym samym kierunku obserwacji \mathbf{n} będzie:

$${}_bL_o(z, \mathbf{n}) = L(z, \Theta' = 0). \quad (1.21)$$

Wobec (1.20), (1.21) i definicji (1.10) poszukiwana na głębokości z zależność kontrastu rzeczywistego C_o tarczy o ustalonej orientacji \mathbf{n}_c od rozkładu naturalnego pola światła wyrazi się równaniem:

$$C_o[L(z, \Theta', \vartheta')] = \frac{R_t \int_{\Theta'=0}^{\Pi} \int_{\vartheta'=0}^{2\Pi} L(z, \Theta', \vartheta') \cos \Theta' \sin \Theta' d\Theta' d\vartheta'}{\Pi \cdot L(z, \Theta' = 0)} - 1, \quad (1.22)$$

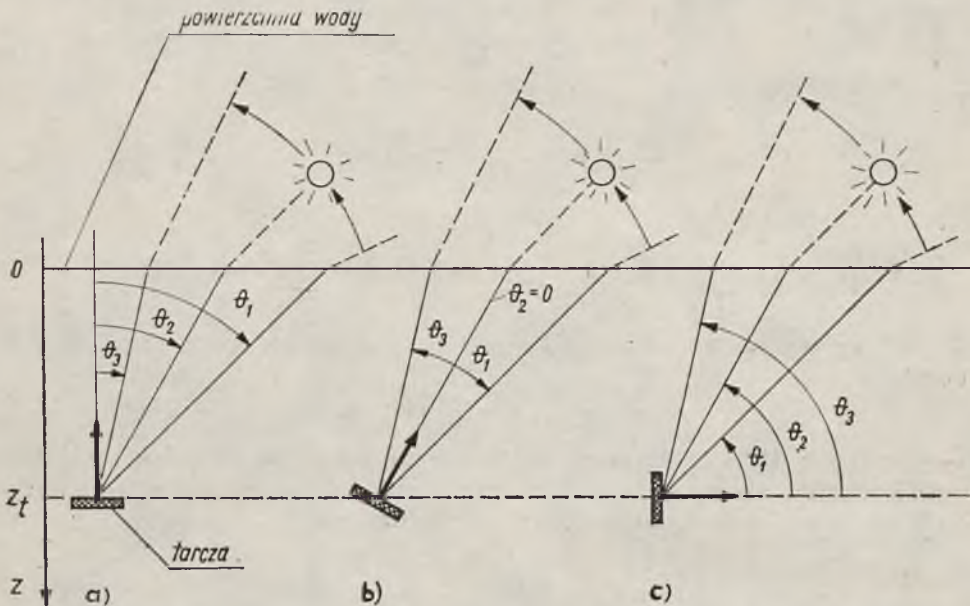
które można zapisać w postaci:

$$C_o[L(z, \Theta', \vartheta')] = \frac{R_t \cdot E[z, (-\mathbf{n}_c)]}{\Pi \cdot L(z, \mathbf{n}_c)} - 1. \quad (1.23a)$$

Z równania (1.23) widać, że przy ustalonym współczynniku odbicia powierzchni obiektu R_t kontrast rzeczywisty będzie największy przy największym stosunku $\frac{E[z, (-\mathbf{n}_c)]}{L(z, \mathbf{n}_c)}$.

Stosunek ten w ogólności jest złożoną funkcją właściwości optycznych ośrodka oraz stanu oświetlenia powierzchni morza, a tym samym jest wielkością silnie zmienną w czasie. Jego wartość w ciągu dnia zależy głównie od ostatniego z wymienionych czynników, czyli przede wszyst-

kim od położenia słońca. Ponieważ oświetlenie tarczy skierowanej powierzchnią do góry silniej zależy od położenia słońca niż radiacja tła, więc na ogół kontrast rzeczywisty będzie największy wtedy, gdy kąt padania promieni słonecznych na powierzchnię tarczy osiągnie minimum (kąt Θ_3 na ryc. 3b). Wyjątek stanowi sytuacja, gdy kąt padania Θ zawsze rośnie ze wzrostem wysokości słońca (ryc. 3c). W tym przypadku maksimum na ryc. 3a), a zwłaszcza gdy minimum to wynosi 0° (kąt Θ_2 na ryc. 3b). Wyjątek stanowi sytuacja, gdy kąt padania Θ zawsze rośnie ze wzrostem wysokości słońca (ryc. 3c). W tym przypadku maksimum kontrastu



Ryc. 3. Ilustracja zależności zmian kąta padania promieni słonecznych na powierzchnię tarczy od orientacji przestrzennej tarczy i od położenia słońca

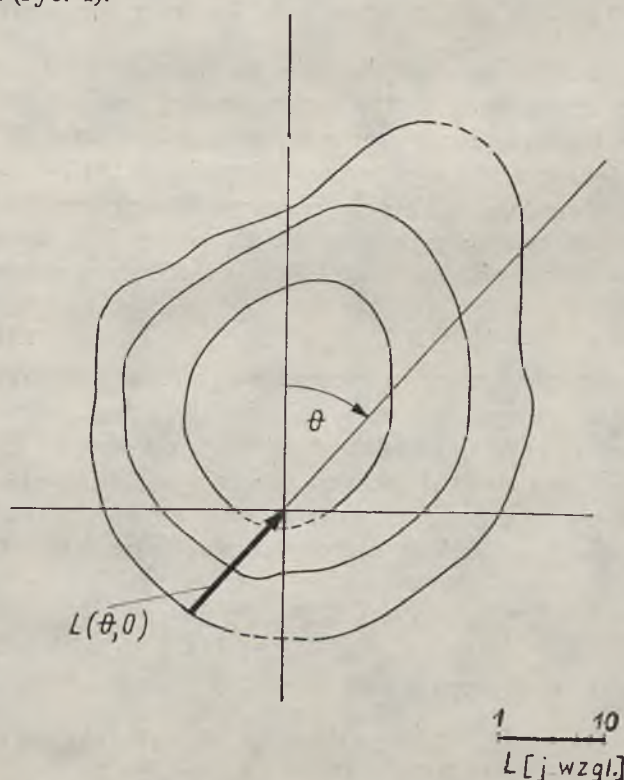
Fig. 3. Illustration of dependences of the angle of sun ray incidence on a target on spatial orientation of the target and on the position of the sun

nie musi wystąpić dla najmniejszego kąta padania, a więc dla najniższych położenia słońca. Zależnie bowiem od głębokości z , na której umieszczona jest tarcza, rozkład radiacji na tej głębokości może mieć charakter graniczny lub bliski granicznego, z maksimum z kierunku zbliżonego do pionu (Duntley 1963; Kajgorodow 1967; Tyler 1960b, 1968; Dera 1971). Ze wzrostem wysokości słońca, głębokość graniczna obniża się (Tyler 1961a) i maksimum to może się odchylić w stronę załamanych promieni słonecznych, tak że stosunek $\frac{E[z - n_c]}{L(z, n_c)}$ będzie najpierw wzrastał, a dopiero od pewnej pośredniej wysokości słońca poczynając, zacznie maleć.

Interpretację równania (1.23) można także przeprowadzić z punktu widzenia zależności kontrastu rzeczywistego C_o od orientacji tarczy n w polu światła o ustalonym rozkładzie przestrzennym radiacji:

$$C_o(z, n) = \frac{R_r E[z, (-n)]}{\Pi L(z, n)} - 1 \quad (1.23b)$$

Kontrast rzeczywisty jest tu także największy przy największym stosunku $\frac{E[z, (-n)]}{L(z, n)}$. W praktyce ma to najczęściej miejsce przy takim ustawieniu tarczy, dla którego oświetlenie jej powierzchni jest największe, tj. $E[z, (-n)] = \max$. Na małych głębokościach z , przy słonecznej pogodzie, odpowiada to ustawieniu tarczy prostopadle do kierunku padania promieni słonecznych, natomiast na dużych głębokościach, w polu granicznym odpowiada ustawieniu tarczy prostopadle do pionu. Wynika to z rozkładu radiacji w naturalnym polu świetlnym (Jerlov i Fukuda 1960; Lenoble 1961; Jerlov 1968). W pierwszym przypadku rozkład radiacji jest silnie asymetryczny i ma ostre maksimum z kierunku załamanych promieni słonecznych, a w drugim przypadku, tj. w polu granicznym, staje się symetryczny względem pionu z maksimum w kierunku zenitu (ryc. 4).



Ryc. 4. Przykład kąтового rozkładu radiacji w morzu, w płaszczyźnie padania promieni słonecznych, na różnych głębokościach optycznych cz: zewnętrzna krzywa — cz = 11,5, środkowa krzywa — cz = 18,6, wewnętrzna krzywa — cz = 23,8 (Kajgorodow 1967)

Fig. 4. Example of angular distribution of radiance in the sea in the plane of incidence of sun rays, at different optical depths cz: outside curve — cz = 11.5, central curve — cz = 18.6, inside curve — cz = 23.8 (Kajgorodow 1967)

Silna asymetria naturalnego pola światła w morzu jest przyczyną znikania dodatniego kontrastu rzeczywistego przy pewnych orientacjach tarczy. Aby to wykazać rozważmy kontrast w wyidealizowanym polu światła, gdzie radiacja L w półsferyze górnej lub dolnej jest stała we wszystkich kierunkach: $L(\frac{\pi}{2} < \Theta < \Pi) = L_- = \text{const}_1$ i $L(0 < \Theta < \frac{\pi}{2}) = L_+ = \text{const}_2$, takim jednak, aby wartość funkcji odbicia $R(z, -) = \frac{E(z, +)}{E(z, -)} = \frac{E_+}{E_-}$ nie odbiegała od wartości rzeczywiście mierzonych w morzu, tzn. nie przekraczała kilku procent (Tyler i wsp. 1959; Jerlov 1968). Kontrast rzeczywisty tarczy skierowanej powierzchnią do góry będzie w tym polu, zgodnie z (1.23), równy:

$$C_{o+} = \frac{R_t E_-}{\Pi L_+} - 1 = R_t \frac{E_-}{E_+} - 1 = \frac{R_t}{R(z, -)} - 1 \quad (1.24)$$

i jeśli współczynnik odbicia powierzchni tarczy R_t przewyższa wartość funkcji odbicia $R(z, -)$, to kontrast ten będzie zawsze dodatni. Kontrast tarczy skierowanej powierzchnią do dołu wyrazi się natomiast w postaci:

$$C_{o-} = \frac{R_t E_+}{\Pi L_-} - 1 = R_t \frac{E_+}{E_-} - 1 = R_t \cdot R(z, -) - 1 \quad (1.25)$$

i ponieważ z założenia $R(z, -) \ll 1$, a $R_t \leq 1$, więc kontrast ten będzie zawsze ujemny.

W naturalnym polu światła, ze względu na jego znacznie silniejszą asymetrię, różnica między kontrastem tarczy zorientowanej powierzchnią do góry C_{o+} (> 0) i kontrastem tarczy zorientowanej przeciwnie C_{o-} (< 0) może być jeszcze większa niż to wynika z zależności (1.24) i (1.25). Musi więc istnieć jakaś pośrednia orientacja \mathbf{n}_0 , przy której następuje zmiana znaku kontrastu rzeczywistego tarczy, tj. $C_o(\mathbf{n}_0) = 0$, i tarcza staje się niewidoczna. Dla takiej orientacji spełnione więc będzie równanie:

$$R_t \cdot E[z, (-\mathbf{n}_0)] = \Pi L(z, \mathbf{n}_0). \quad (1.26)$$

Rozważmy z kolei zależność kontrastu rzeczywistego tarczy testowej o ustalonej orientacji i w ustalonym w czasie polu światła od głębokości jej zanurzenia z . Kontrast rzeczywisty będzie zależał od z tylko do głębokości, na której przestrzenny rozkład radiacji osiągnie postać graniczną. W celu przeanalizowania tej zależności wstawmy do wyrażenia (1.23) wartości oświetlenia i radiacji w funkcji głębokości wyrażone wzorami:

$$E[z, (-\mathbf{n})] = E[0, (-\mathbf{n})] \exp \left\{ - \int_0^z K[z, (-\mathbf{n})] dz \right\},$$

$$L(z, \mathbf{n}) = L(0, \mathbf{n}) \exp \left[- \int_0^z K_L(z, \mathbf{n}) dz \right], \quad (1.27)$$

gdzie: K, K_L — współczynniki dyfuzyjnego osłabiania odpowiednio oświetlenia i radiacji (Preisendorfer 1958; Tyler i Preisendorfer 1962):

$$K = -\frac{1}{E} \frac{dE}{dz}, \quad K_L = -\frac{1}{L} \frac{dL}{dz}. \quad (1.28)$$

Otrzymany kontrast na głębokości z:

$$C_o(z, n) = \frac{R_t E [0, (-n)] \exp \left\{ -\int_0^z K [z, (-n)] dz \right\}}{\Pi L (0, n) \exp \left[-\int_0^z K_L (z, n) dz \right]} - 1, \quad (1.29)$$

a dla $z = 0$:

$$C_o(0, n) = \frac{R_t \cdot E [0, (-n)]}{L (0, n)} - 1 \quad (1.30)$$

i stosunek:

$$\frac{C_o(z, n) + 1}{C_o(0, n) + 1} = \exp \left\{ \int_0^z \{K_L(z, n) - K[z, (-n)]\} dz \right\}. \quad (1.31)$$

Dla granicznego rozkładu radiacji $\lim_{z \rightarrow \infty} K [z, (-n)] = \lim_{z \rightarrow \infty} K_L (z, n) = K_{oo}$ (Whitney 1941; Preisendorfer 1959), stąd różnica pod całką w (1.31) zawsze zmierza do zera ze wzrostem z i osiąga zero w polu granicznym, zaczynającym się na pewnej głębokości z_d . Całka jest więc zbieżna do wartości:

$$\begin{aligned} \lim_{z \rightarrow \infty} \int_0^z \{K_L(z, n) - K[z, (-n)]\} dz &= \int_0^{z_d} \{K_L(z, n) - K[z, (-n)]\} dz = \\ &= [\bar{K}_L(n) - \bar{K}(-n)] Z_d, \end{aligned} \quad (1.32)$$

gdzie: \bar{K}_L, \bar{K} — oznaczają średnio w przestrzeni współczynniki osłabiania odpowiednio radiacji i oświetlenia na drodze $\Delta z = 0 \div z_d$, i określone są jako średnie nachylenie półlogarytmicznych wykresów $L(z)$ i $E(z)$ na odcinku Δz :

$$\begin{aligned} \bar{K}_L(n) &= \frac{\ln L(0, n) - \ln L(z_d, n)}{z_d}, \\ \bar{K}(-n) &= \frac{\ln E[0, (-n)] - \ln E[z_d, (-n)]}{z_d} \end{aligned} \quad (1.33)$$

Po wstawieniu (1.32) do (1.31) otrzymamy wyrażenie opisujące maksymalną zmianę kontrastu z głębokością:

$$\frac{C_o(z > z_d, n) + 1}{C_o(0, n) + 1} = \exp \{[\bar{K}_L(n) - \bar{K}(-n)] Z_d\} \quad (1.34)$$

Zależnie od znaku różnicy $(\bar{K}_L - \bar{K})$ stosunek ten może być większy lub mniejszy od jedności. Dla $\bar{K}_L(n)$ mniejszych od $\bar{K}(-n)$ $C_o(z > z_d)$ będzie mniejsze niż $C_o(0)$, i na odwrót, dla $\bar{K}_L(n)$ większych od $\bar{K}(-n)$, $C_o(z > z_d)$ będzie większe niż $C_o(0)$.

W jednorodnej optycznie wodzie $K_L(z)$ i $K(z)$ są funkcjami rosnącymi lub malejącymi do pewnej wspólnej granicy, tak że ich różnica, zmierzając z głębokością do zera, na ogół nie zmienia początkowego znaku. Wtedy $C_o(z)$ zgodnie z (1.29) będzie także funkcją rosnącą albo malejącą i można powiedzieć, że jeśli $C_{o_0}(z > z_d)$ będzie mniejsze od $C_o(O)$, to mniejsze będzie także $C_o(z \leq z_d)$, a jeśli $C_o(z > z_d)$ będzie większe od $C_o(O)$, to większe będzie również $C_o(z \leq z_d)$, czyli:

$$\begin{aligned} C_o(z) > C_o(O) & \text{ — dla } \bar{K}_L(n) < \bar{K}(-n), \\ C_o(z) < C_o(O) & \text{ — dla } \bar{K}_L(n) > \bar{K}(-n). \end{aligned} \quad (1.35)$$

Aby określić, która z tych dwóch nierówności jest częściej spełniana w praktyce, zauważmy, że kątowy rozkład radiacji z dolnej półsfery zmienia się w morzu z głębokością znacznie słabiej niż rozkład z górnej półsfery i szybciej osiąga stan graniczny (Lenoble 1961; Duntley 1963; Kajgorodow 1967). Zatem już na stosunkowo niedużej głębokości można przyjąć $K_L(n) \approx K_\infty$, jeżeli $n(\Theta_o, \vartheta_o)$ jest skierowane do góry ($0 < \Theta_o < \frac{\pi}{2}$), tzn. obserwujemy tarczę z głębokości mniejszej niż głębokość jej zanurzenia. Trudniej jest natomiast oszacować zakres i kierunek zmian ($K(-n)$ z głębokością. W większości zaobserwowanych przypadków, jeśli $n(\Theta_o, \vartheta_o)$ jest skierowane do góry, $K[z < z_d, (-n)]$ jest większe niż K_∞ . Wobec tego $\bar{K}_L(n)$ jest mniejsze od $\bar{K}(-n)$ i kontrast rzeczywisty będzie malał z głębokością, aż do osiągnięcia stałej wartości w polu granicznym.

Dla obserwacji od dołu sytuacja będzie odwrotna, wtedy jednak mamy na ogół do czynienia z kontrastem ujemnym, a wzrost kontrastu ujemnego z głębokością oznacza spadek jego wartości bezwzględnej, czyli pogorszenie widzialności.

Należy tu dodać, że o głębokości, na której kontrast rzeczywisty osiąga wartość graniczną, decyduje w dużym stopniu charakter oświetlenia powierzchni morza i jej stan dynamiczny. Głębokość ta będzie się zmniejszać wraz ze spadkiem udziału skierowanych promieni słonecznych w całkowitym oświetleniu powierzchni morza, bądź ze wzrostem sfalowania tej powierzchni.

b) Wpływ geometrii obserwacji na kontrast pozorny i zasięg widzenia

Bezpośrednim wskaźnikiem jakości obrazu w odległości r od tarczy testowej jest kontrast pozorny. Kontrast pozorny jest iloczynem omawianego wyżej kontrastu rzeczywistego i transmisji kontrastu.

Transmisję kontrastu w ośrodku uwarstwionym poziomo można w myśl zależności (1.12) i (1.13) wyrazić w postaci:

$$T_c = \frac{C_r}{C_o} = \exp \left\{ - \int [c(z) + K_L(z, \mathbf{n}) \cos \Theta] dr \right\}. \quad (1.36)$$

Jeśli przyjmiemy, że ośrodek jest jednorodny optycznie, tzn. $\int c(z) dr = c \cdot r$, to w polu granicznym wzór (1.36) upraszcza się do postaci (1.15):

$$T_c = \exp [-(c + K_L \cdot \cos \Theta) r].$$

Ta uproszczona forma zależności transmisji kontrastu od właściwości optycznych środowiska i geometrii obserwacji jest w przybliżeniu słuszną nie tylko w polu granicznym, lecz także w całym zakresie głębokości, jeżeli dodatkowo przyjmiemy, że obserwację prowadzimy w kierunkach dolnej półsfery (tarcza umieszczona jest niżej niż odbiornik obrazu). Dla obserwacji w kierunkach dolnej półsfery mamy bowiem słabą zależność $K_L(z, \mathbf{n}) = f(z)$, co wynika ze wspomnianej poprzednio specyfiki rozkładów radiacji w morzu, i całka $\int K_L(z, \mathbf{n}) \cos \Theta dr \approx \bar{K}_L \cos \Theta \cdot r$.

Z przedstawionych wyrażień na transmisję widać, że transmisja kontrastu jest funkcją kierunku obserwacji i jest najmniejsza przy obserwacji w kierunku pionowym w dół ($\Theta = 0$), a największa przy obserwacji w kierunku pionowym do góry ($\Theta = \Pi$).

Optymalne warunki widzialności danego obiektu uzyskamy wtedy, gdy jego kontrast pozorny jako funkcja $C_r(z, z_t, \mathbf{n}) = C_o(z_t, \mathbf{n}) = C_e(z_t, \mathbf{n}) \cdot T_c(z, z_t, \mathbf{n})$ osiągnie największą wartość. Jeśli ta największa wartość kontrastu jest równoznaczna z maksimum funkcji $C_r(\mathbf{n})$, to możemy napisać:

$$C_o(\mathbf{n}_m) \cdot \left[\frac{d T_c(\mathbf{n})}{d(\mathbf{n})} \right]_{\mathbf{n} = \mathbf{n}_m} + T_c(\mathbf{n}_m) \left[\frac{d C_o(\mathbf{n})}{d(\mathbf{n})} \right]_{\mathbf{n} = \mathbf{n}_m} = 0, \quad (1.37)$$

gdzie: \mathbf{n}_m oznacza położenie tarczy, w którym kontrast pozorny osiąga maksimum.

Można orientacyjnie wydzielić dwa przedziały odległości obserwacji r , w których kierunek maksymalnego kontrastu pozornego \mathbf{n}_m jest w pierwszym przedziale zbliżony do kierunku maksymalnego kontrastu rzeczywistego, a w drugim — do kierunku maksymalnej transmisji kontrastu; dla bardzo małych odległości r transmisja kontrastu $T_c(\mathbf{n})$ mało odbiega od jedności, niezależnie od orientacji tarczy i związanego z tą orientacją kierunku obserwacji, wobec czego $\frac{d T_c}{d(\mathbf{n})} \approx 0$. O kierunku najlepszej widzialności tarczy \mathbf{n}_m w przedziale małych odległości decyduje więc drugi składnik równania (1.37), co oznacza, że kierunek najlepszej widzialności zbliżony jest do kierunku maksymalnego kontrastu rzeczywistego C_o . Ze wzrostem odległości r transmisja kontrastu

coraz silniej zależy od orientacji tarczy \mathbf{n} w przestrzeni, co powoduje coraz większe odchylenie \mathbf{n}_m od kierunku maksymalnego kontrastu rzeczywistego. W dostatecznie dużej odległości, gdy można przyjąć $T_c \approx 0$, w równaniu (1.37) pozostaje tylko pierwszy składnik. Oznacza to, że kierunek najlepszej widzialności w przedziale dużych odległości jest bliski kierunkowi maksymalnej transmisji kontrastu. Dokładne rozwiązanie równania (1.37) jest możliwe, jeśli przyjmiemy jakąś przybliżoną matematyczną postać rozkładu $C_o(\mathbf{n})$. Jak stwierdzono w tej pracy, w polu granicznym dla obserwacji z kierunków górnej półsfery dość dobrze rozkład kontrastu rzeczywistego opisuje półempiryczne wyrażenie w postaci:

$$C_o = A + B \cos \Theta, \quad (1.38)$$

gdzie A, B takie stałe, że:

$$C_o(\Theta = \frac{\Pi}{2}) = A, \quad C_o(\Theta = 0) = A + B.$$

Przyjęcie rozkładu (1.38) pozwala równanie (1.37) sprowadzić do postaci:

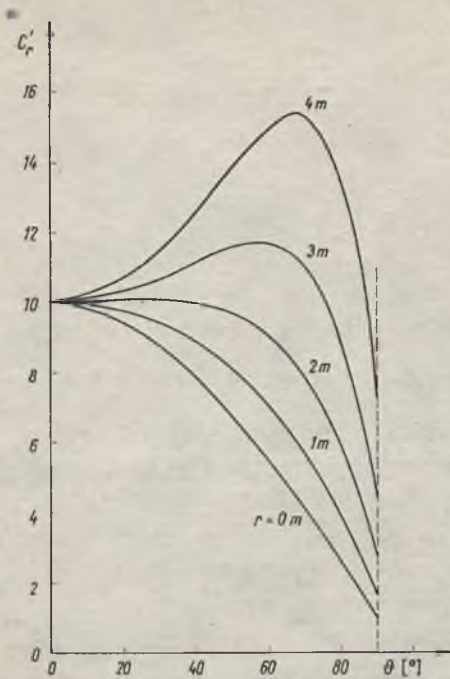
$$\sin \Theta_m [(A + B \cos \Theta_m) Kr - B] = 0. \quad (1.39)$$

Dla wartości $0 \leq r \leq \frac{B}{k(A+B)} = r_g$ wyrażenie w nawiasie kwadratowym równania (1.39.) jest zawsze różne od zera i jedynym rozwiązaniem tego równania jest $\Theta_m = 0$ (ryc. 5). Dla wartości $r > r_g$ maksimum $C_r(\Theta = 0)$ przekształca się w minimum, a nowe maksimum pojawia się dla Θ_m , wyznaczonego z rozwiązania wyrażenia w nawiasie:

$$\cos \Theta_m = \frac{1}{K \cdot r} - \frac{A}{B}, \quad (1.40)$$

Zgodnie z tym wyrażeniem kierunek maksymalnego kontrastu pozornego Θ_m teoretycznie osiąga wartość $\frac{\Pi}{2}$ dla $r = \frac{B}{AK}$. W praktyce jednak ten skrajny przypadek nie zachodzi ze względu na zbyt duży spadek kontrastu z odległością r . Przedstawione zależności teoretyczne $C_r(\Theta, r)$ i $\Theta_m(r)$ ilustruje przykładowo ryc. 5.

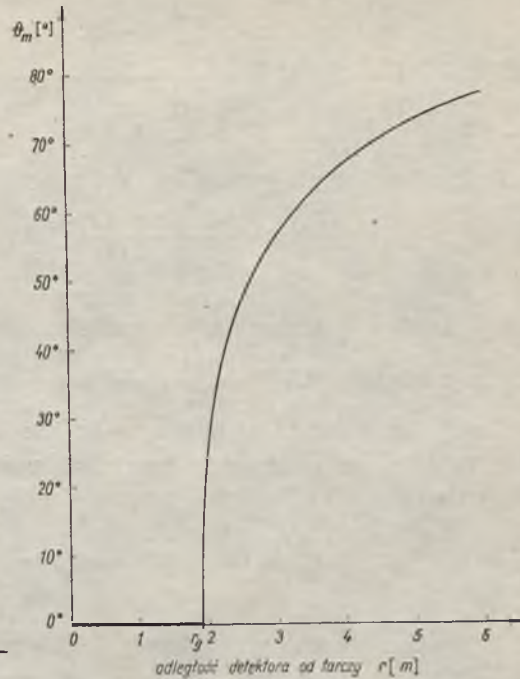
Zbadajmy jeszcze zmianę z odległością r stosunku kontrastu pozornego w kierunku, w którym występuje maksimum C_o do kontrastu pozornego z kierunku, w którym występuje największa transmisja T_c . Jeśli przyjmiemy model kąтового rozkładu kontrastu C_o opisany równaniem (1.38) i ograniczymy się do kierunków obserwacji $0 < \Theta < \frac{\Pi}{2}$, to szukanym stosunkiem będzie stosunek kontrastu pozornego w kierunku pionowym ($\Theta = 0$) do kontrastu w kierunku poziomym ($\Theta = \frac{\Pi}{2}$), który można wyrazić wzorem:



Ryc. 5a. Przykład obliczonych ze wzorów (1.15) i (1.38) zmian kontrastu pozornego tarczy C_r w granicznym polu świetlnym w funkcji kąta Θ pomiędzy normalną do powierzchni tarczy a pionem, przy różnych odległościach obserwacji r w warunkach kiedy $C_o(\Theta = 0) = 10$, $C_o(\Theta = \frac{\Pi}{2}) = 1$, $c = 1,5 \text{ m}^{-1}$, $K = 0,5 \text{ m}^{-1}$

Fig. 5a. Example of change of apparent contrast C_r in an asymptotic light field as a function of the angle between the normal to the target surface and the vertical, at different observation distances r , derived from eq. (1.15) (1.38), when

$$C_o(\Theta = 0) = 10, C_o(\Theta = \frac{\Pi}{2}) = 1 \\ c = 1,5 \text{ m}^{-1}, K = 0,5 \text{ m}^{-1}$$



Ryc. 5b. Kąt obserwacji Θ_m maksymalnego kontrastu pozornego w funkcji odległości obserwacji r obliczony ze wzoru (1.39) w warunkach jak na ryc. 5a.

Fig. 5b. The angle Θ_m of observation of maximum apparent contrast as a function of observation distance r , derived from eq. (1.39) in the same conditions as in

Fig. 5a.

$$\frac{C_r(\Theta = 0)}{C_r(\Theta = \frac{\Pi}{2})} = \frac{C_o(\Theta = 0) e^{-(c+k)r}}{C_o(\Theta = \frac{\Pi}{2}) e^{-cr}} = \left(1 + \frac{B}{A}\right) e^{-Kr} \quad (1.41)$$

Dla bardzo małych odległości r stosunek:

$$\frac{C_r(\Theta = 0)}{C_r(\Theta = \frac{\Pi}{2})} \approx 1 + \frac{B}{A} > 1.$$

Ze wzrostem r stosunek ten maleje, osiąga jedność w pewnej odległości r_x , a następnie $C_r(\Theta = \frac{\Pi}{2})$ staje się większe od $C_r(\Theta = 0)$. Odległość r_x , na której kontrast pozorny w kierunku pionowym staje się równy kontrastowi pozornemu w kierunku poziomym, łatwo można wyznaczyć, przyrównując do jedności prawą stronę równania (1.41):

$$r_x = \frac{1}{K} \ln \left(1 + \frac{b}{a}\right) = \frac{1}{K} \ln \frac{C_o(\Theta = 0)}{C_o(\Theta = \frac{\Pi}{2})} \quad (1.43)$$

Ogólnie można powiedzieć, że dla małych odległości obserwacji, albo w bardzo czystych wodach, decydujący wpływ na jakość obrazu ma kontrast rzeczywisty C_o . Dlatego też, ponieważ na ogół $C_o(\Theta = 0) > \frac{\Pi}{2} C_o(\Theta = \frac{\Pi}{2})$, do pewnej określonej odległości obiekty obserwowane z góry

są znacznie lepiej widoczne niż obiekty obserwowane z boku. Na większych odległościach natomiast na skutek mniejszej transmisji kontrastu w kierunku pionowym, lepszą widzialność może dać obserwacja z boku, dla której transmisja kontrastu jest większa. Ponieważ jednak wiele naturalnych obiektów w morzu przejawia pewną, nie uwzględnioną w naszych rozważaniach, kierunkowość rozkładu współczynnika odbicia światła, kontrast rzeczywisty takich obiektów może dodatkowo zależeć od kąta, pod jakim obserwuje się ich powierzchnie. Na ogół kontrast ten będzie największy przy kącie obserwacji równym kątowi odbicia promieni padających z kierunku maksymalnej radiacji panującej w polu świetlnym. Obserwacja pod takim kątem wielokrotnie zwiększy kontrast rzeczywisty obiektu, co może z nadmiarem skompensować ewentualny spadek transmisji kontrastu w kierunku odpowiadającym temu kątowi.

Na zakończenie tej części rozważań zanalizujemy jeszcze krótko zasięg detekcji obrazu. Parametr ten, jakkolwiek w praktyce bardzo istotny, nie należy do parametrów obiektywnych opisujących warunki widzialności, takich jak transmisja kontrastu, ponieważ zależy on między innymi od właściwości stosowanego odbiornika obrazu. Analiza parametrów

odbiorników obrazu wykracza poza zakres obecnej pracy, zauważmy jednak, że jednym z kryteriów oceny danego odbiornika jest jego progowa czułość kontrastu. Zasięg detekcji można zatem zdefiniować jako taką odległość r_m odbiornika od obserwowanego obiektu, na której kontrast pozorny obrazu spada do wartości odpowiadającej czułości progowej kontrastu C_p tego odbiornika. Na podstawie takiej definicji można zasięg detekcji wyrazić zależnością (1.17): $r_m = (1/c + K \cos \Theta) \cdot \ln(C_0/C_p)$. Z tego wzoru widoczna jest dość słaba zależność zasięgu detekcji od kontrastu rzeczywistego i znacznie silniejsza zależność tego zasięgu od współczynników osłabiania c i K . Jest to zrozumiałe w świetle poprzedniego stwierdzenia, że kontrast pozorny na małych odległościach silniej zależy od kontrastu rzeczywistego, a na dużych — od transmisji kontrastu. Mówiąc o zasięgu detekcji obrazu mamy zawsze na myśli odległości możliwie największe, i stąd wynika silna zależność zasięgu od współczynników osłabiania, występujących w wyrażeniach (1.15) (1.36) na transmisję kontrastu.

Podana definicja maksymalnego zasięgu detekcji jest ogólna i ścisła, natomiast omówiony wzór na ten zasięg wymaga pewnych ograniczeń. Mianowicie, jest on słuszny zgodnie z założeniem tylko w przypadkach, gdy spadek kontrastu pozornego na skutek rozpraszania światła w małe kąty do przodu w kierunku obserwatora jest do zaniedbania wobec spadku spowodowanego przestrzennym polem światła na drodze obserwacji. To założenie jest spełnione wtedy, gdy kątowe rozmiary obserwowanego obiektu są na tyle duże, że rozpraszanie w małe kąty powoduje obniżenie kontrastu jedynie na brzegach obiektu. O zasięgu detekcji decyduje kontrast maksymalny, tj. kontrast środkowej części obiektu względem tła, który w miarę zmniejszania rozmiarów obiektu do pewnej granicy nie obniża się. Przy dalszym zmniejszaniu rozmiarów obiektu następuje szybki spadek kontrastu pozornego, ponieważ brzegowy rozkład kontrastu obejmuje już całą obserwowaną powierzchnię. Zjawisko to wiąże się z zagadnieniem rozdzielczości obrazu w wodzie morskiej i będzie szerzej omówione w następnym rozdziale.

3. Wielokrotne rozpraszanie światła jako czynnik obniżający jakość obrazu

a) Kontrast obrazu jako funkcja rozmiarów obiektu

Na kontrast obrazu pod wodą oprócz wymienionych wyżej właściwości naturalnego pola światła w morzu istotny wpływ ma także roz-

praszenie wiązki światła przenoszącej obraz. Za rozpraszanie światła w wodzie morskiej w głównej mierze odpowiedzialne są zawieszony w niej cząsteczki o rozmiarach większych niż długość fali świetlnej i o współczynniku załamania światła bliskim współczynnikowi załamania wody. Dzięki temu objętościowa funkcja rozpraszania wody morskiej przejawia bardzo ostre maksimum w kierunku do przodu, tj. w małe kąty wokół kierunku transmisji promieni (Tyler 1961c; Oczakowski 1966; Kullenberg 1969). Świadczy o tym wielokrotnie potwierdzony doświadczalnie fakt, że w kąt bryłowy o przekroju $f = 5^\circ$ do przodu rozpraszane jest około 25% całości rozpraszanego światła, a w kąt $f = 20^\circ$ aż jego 75% (Dera i Kalinowski 1966; Dera 1971).

Z mocno wydłużonym do przodu kształtem funkcji rozpraszania wiąże się szybki wzrost prawdopodobieństwa wielokrotnego rozproszenia kwantu światła przy zmniejszaniu się kąta rozproszenia. Fakt ten ma wielki wpływ na proces formowania obrazu w wodzie morskiej. O ile bowiem w wyniku jednokrotnego rozpraszania następowalby tylko pewien ubytek mocy wiązki przenoszącej informację, to w wyniku rozpraszania wielokrotnego ubytek mocy jest w znacznej mierze kompensowany, lecz informacja ulega poważnym zniekształceniom ze względu na wielokrotne zmiany kierunków transmitowanych promieni. To właśnie zjawisko, związane wyłącznie z rzeczywistymi właściwościami optycznymi ośrodka, powoduje dodatkowy wzrost obniżającej kontrast radiacji drogowej, stwarzając przy tym efekt rozmycia konturów obrazu i silny spadek kontrastu pomiędzy drobnymi elementami obserwowanego obiektu (Beardsley i Zaneveld 1969; Chilton 1969; Wells 1969).

Wielkością opisującą wpływ rzeczywistych właściwości optycznych ośrodka na przenoszenie obrazu jest tzw. funkcja przenoszenia, charakterystyczna dla danego ośrodka traktowanego jako określony układ optyczny (Wells 1969; Zaneveld i Beardsley 1969). Funkcja przenoszenia takiego układu, a w naszym przypadku wody morskiej, określa kontrast przenoszony przez układ jako funkcję rozmiarów obrazu i rzeczywistych właściwości optycznych wody. Zakładamy przy tym, że niosące obraz światło jest niespójne i niespolaryzowane, a układ optyczny jaki stanowi woda morska jest liniowy i jednorodny, tzn. taki, w którym przestrzenie harmoniczne obiekty testujące mają harmoniczne obrazy o takiej samej postaci i częstotliwości. Ponieważ w zasadzie nie interesuje nas, co się dzieje z całkowicie utraconą częścią przenoszonej informacji, celowe jest rozważanie tylko tej części funkcji przenoszenia, która uwzględnia wielokrotne rozpraszanie w małe kąty w kierunku transmisji kontrastu, a nie uwzględnia czystego osłabiania spowodowanego absorpcją i rozpraszaniem w większe kąty. Pełną postać wprowadzonej dalej mo-

dulacyjnej funkcji przenoszenia uzyskalibyśmy przez pomnożenie jej przez transmisję wiązki promieni e^{-cr} .

Istnieją różne postacie funkcji przenoszenia. Określa się je zawsze jako odpowiedź układu na jakieś ściśle zdefiniowane pobudzenie. I tak może to być odpowiedź na pobudzenie punktowym źródłem światła, liniowym źródłem światła, źródłem o charakterystyce uskoku jednostkowego bądź źródłem harmonicznym przestrzennie. Znajomość jednej z tych postaci wystarcza do analitycznego znalezienia każdej pozostałej.

Najwygodniejsza dla celów praktycznych wydaje się odpowiedź na pobudzenie harmoniczne przestrzennie, czyli tzw. modulacyjna funkcja przenoszenia (modulation transfer function — MTF) (Wells 1969; Zaneveld i Beardsley 1969). Przy założeniu liniowości układu optycznego i przyjęciu za obiekt testujący tarczy o sinusoidalnym przestrzennie rozkładzie radiacji rzeczywistej, MTF oznacza stosunek amplitudy sinusoidy opisującej rozkład radiacji pozornej w odległości r od tarczy do amplitudy sinusoidy opisującej rozkład radiacji rzeczywistej na powierzchni tarczy. Jest ona funkcją zarówno odległości r pomiędzy tarczą i jej obrazem, jak i przestrzennej częstotliwości γ sinusoidy opisującej tarczę lub jej obraz.

MTF można interpretować bardziej ogólnie jako dwuwymiarową fourierowską transformatę punktowej funkcji przenoszenia (odpowiedzi na pobudzenie punktowym źródłem światła) albo jednowymiarową transformatę liniowej funkcji przenoszenia (odpowiedzi na pobudzenie źródłem liniowym). Wynika to z ogólnej teorii funkcji przenoszenia, mówiącej, że obraz dowolnego obiektu dany jest przez splot funkcji opisującej radiację rzeczywistą obiektu i odpowiedzi punktowej (albo liniowej). Transformata splotu równa jest iloczynowi transformat splatanych funkcji. Transformata odpowiedzi punktowej będzie więc równa stosunkowi transformaty funkcji opisującej obraz do transformaty funkcji opisującej obiekt, co w szczególnym przypadku obiektu harmonicznego przestrzennie prowadzi do wspomnianego wyżej stosunku amplitud. MTF ma więc bardzo ogólne znaczenie i pozwala w zasadzie opisać obraz każdego realnego fizycznie obiektu.

Znalezienie ścisłego matematycznie wyrażenia na MTF w funkcji rzeczywistych właściwości optycznych jest bardzo trudne. Jeden z możliwych sposobów określenia przybliżonej postaci MTF polega na przyjęciu pewnej przybliżonej postaci brzegowej funkcji przenoszenia (odpowiedzi na pobudzenie źródłem światła o charakterystyce uskoku jednostkowego którym może być na przykład biało-czarna tarcza) i przejściu od tej funkcji do MTF.

Radiację rzeczywistą biało-czarnej tarczy można zapisać jako:

$$L_o \cdot H(\Theta) = \begin{cases} 0 & \text{dla } \Theta < 0 \\ L_o & \text{dla } \Theta > 0, \end{cases}$$

albo po znormalizowaniu po prostu jako $H(\Theta)$. Za funkcję dobrze opisującą rozkład radiacji pozorowanej takiej tarczy w pobliżu granicy ciemnego i jasnego pola można przyjąć funkcję \arctg (Beardsley i Zanevevd 1969). Brzegową funkcję przenoszenia można wtedy zapisać jako:

$$f_1(\omega_o, \Theta) = \frac{1}{\Pi} \arctg(\omega_o \Theta) + \frac{1}{2}, \quad (1.44)$$

gdzie: ω_o — parametr zależny zarówno od rzeczywistych właściwości optycznych ośrodka jak i od odległości r tarczy od obserwatora; Θ — kąt obserwacji liczony od granicy czarno-białego pola (w przybliżeniu dla małych kątów $\Theta \approx \frac{x}{r}$, gdzie x — odległość od granicy pól w płaszczyźnie tarczy).

Pochodna brzegowej funkcji przenoszenia jest liniową funkcją przenoszenia i wtedy:

$$\frac{df_1(\omega_o, \Theta)}{d\Theta} = \frac{1}{\Pi \omega_o} \frac{1}{\left(\frac{1}{\omega_o}\right)^2 + \Theta^2}, \quad (1.45)$$

a transformata tej pochodnej będzie szukaną MTF:

$$F(\omega) = e^{-\frac{m}{\omega_0}}, \quad (1.46)$$

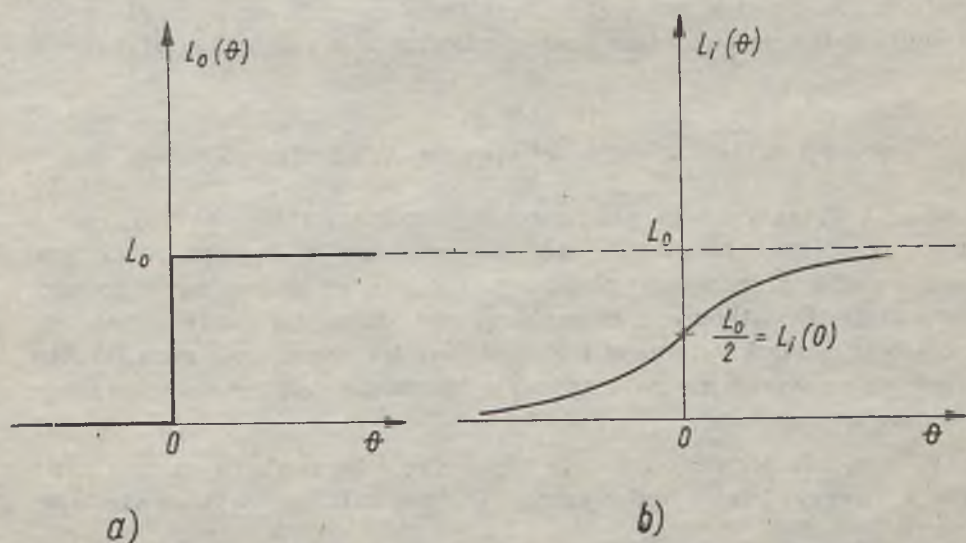
gdzie: ω — oznacza kątową częstotliwość przestrzenną $\omega = v \cdot r$ (tzn. liczba par czarno-białych pasów w jednostkowym kącie obserwacji na powierzchni pokrytej czarno-białymi pasami przechodzącymi jeden w drugi poprzez odcienie szarości tak, że rozkład radiacji odbitej opisuje funkcja harmoniczna).

Za pomocą wyrażenia (1.46) możemy określić rozkład radiacji obrazu zanurzonego w wodzie obiektu jako odwrotną transformatę fourierowską iloczynu tego wyrażenia i fourierowskiej transformaty funkcji opisującej rozkład radiacji rzeczywistej takiego obiektu. Jeśli obiekt jest harmoniczny przestrzennie, to MTF w postaci (1.46) wyraża bezpośrednio spadek kontrastu obrazu takiego obiektu. Widać przy tym, że spadek ten następuje wykładniczo ze wzrostem kątowej częstotliwości przestrzennej, a więc np. ze wzrostem przestrzennej częstotliwości v powtarzania czarno-białych pasów obserwowanej tarczy testowej. Przy wzroście odległości r

obserwatora od tarczy częstotliwość kątowna także rośnie ($\omega = v r$), sytuację komplikuje tu jednak fakt, że w miarę wzrostu odległości r zmienia się również parametr ω_0 .

Analityczne znalezienie zależności ω_0 od odległości między tarczą a jej obrazem i od rzeczywistych właściwości ośrodka jest równie trudne jak szukanie ścisłej postaci MTF. W celu ułatwienia tego rachunku rozważa się warstwę wody oddzielającą źródło radiacji wejściowej od płaszczyzny obrazu tego źródła jako zbiór cienkich równoległych płyt, takich że prawdopodobieństwo wielokrotnego rozproszenia w każdej z nich jest do pominięcia. Szukamy związku rozkładu radiacji w jednej z płyt z rozkładem w płycie sąsiedniej, a następnie kolejno związków z rozkładami radiacji w dalszych płytach aż do płaszczyzny źródła światła z jednej strony i płaszczyzny obrazu tego źródła z drugiej. Numeryczne obliczenia tych zależności są skomplikowane, lecz prowadzą do związku rozkładu radiacji w pierwszej płycie $L_1(\theta)$ z rozkładem radiacji rzeczywistej źródła $L_0(\theta)$, poprzez rzeczywiste właściwości ośrodka (Beardsley i Zaneveld 1969; Wells 1969; Zaneveld i Beardsley 1969).

Jeśli przyjmiemy, że rozkład $L_0(\theta)$ jest dany i na przykład opisany funkcją $L_0 H(\theta)$, to otrzymany związek będzie wyrażał $L_1(\theta)$ jako funkcję rzeczywistych właściwości optycznych ośrodka. Na podstawie przyjętego zgodnie z (1.44) rozkładu radiacji $L_1(\theta)$ (ryc. 6):



Ryc. 6. Ilustracja zmian rozkładu radiacji rzeczywistej $L_0(\theta)$ (a) i radiacji pozornej $L_1(\theta)$ (b) na granicy czarnego i białego pola tarczy testowej

Fig. 6. Changes of inherent radiance $L_0(\theta)$ (a), and apparent radiance $L_1(\theta)$ (b) at the junction of the black and white fields of a test target

$$L_i(\Theta) = 2 L_i(O) \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{\Pi} \arctan \omega_o \Theta \right] \quad (1.47)$$

możemy znaleźć ω_o w funkcji tego rozkładu:

$$\omega_o = \frac{1}{\Theta} \operatorname{tg} \left[\Pi \cdot \frac{L_i(\Theta) - L_i(O)}{2 L_i(O)} \right] \quad (1.48)$$

Ten ostatni wzór zawiera zależność ω_o od rzeczywistych właściwości β i $\frac{b}{c}$ poprzez zależność $L_i(\Theta)$ od tych właściwości. Zależność od β wyraża się przy tym przez zależność od parametrów ef i eb matematycznej postaci β (Beardsley i Zaneveld 1969; Zaneveld i Beardsley 1969):

$$\beta(v) = \beta_o \cdot \frac{1}{(1 - ef \cos v)^4 \cdot (1 + eb \cos v)^4} \quad (1.49)$$

gdzie: β_o — stała normalizacyjna, taka że:

$$\int_0^{4\Pi} \beta(v) d\Omega = b. \quad (1.50)$$

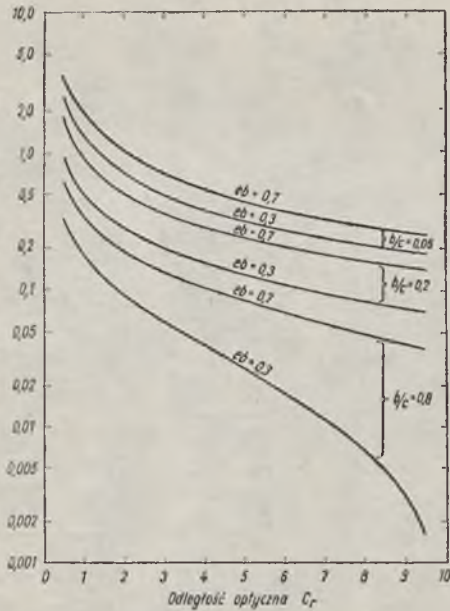
Zależność ω_o od wymienionych parametrów ilustruje ryc. 7 (a, b). Widoczne na ryc. 7a zmniejszanie się wartości parametru ω_o z odległością r powoduje dodatkowy spadek kontrastu między elementami harmonicznego obiektu. Spadek ten jest w rezultacie znacznie szybszy niż wynikałoby to tylko ze zwiększania się z odległością r częstotliwości kątowej $\omega = v \cdot r$.

b) Sumaryczny wpływ właściwości optycznych ośrodka na jakość obrazu

Modulacyjna funkcja przenoszenia w postaci (1.46) wyraża spadek kontrastu obiektu harmonicznego spowodowany wyłącznie rozmyciem wiązki światła, przenoszącej obraz tego obiektu, na skutek wielokrotnego rozpraszania. Dodatkowymi czynnikami powodującymi spadek kontrastu są: osłabianie wiązki promieni i wpływ przestrzennego pola światła. Aby znaleźć pełne wyrażenie na transmisję kontrastu musimy uwzględnić te wszystkie trzy elementy.

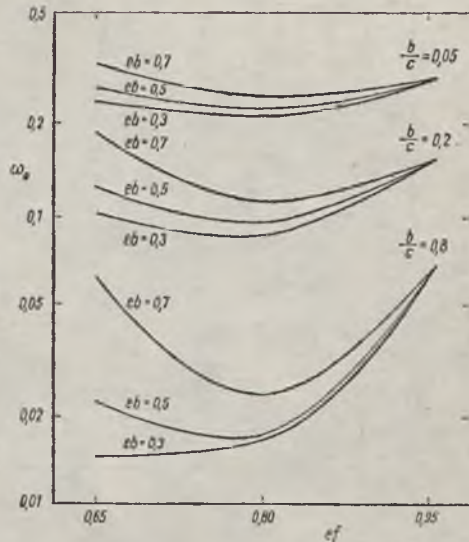
W tym celu rozważmy jeszcze raz tarczę o harmonicznym rozkładzie radiacji rzeczywistej, umieszczoną w naturalnym polu świetlnym w morzu.

Niech rozkład radiacji rzeczywistej tarczy i tła wodnego w płaszczyźnie tarczy będzie taki, jak na ryc. 8a, natomiast rozkład radiacji pozorowanej tarczy i tła w odległości r — taki, jak na ryc. 8b.



Ryc. 7a. Zależność parametru ω_0 modulacyjnej funkcji przenoszenia od odległości optycznej c_r między tarczą a obserwatorem, dla różnych wartości albedo rozpraszania b/c i dla różnych wartości parametru e_b funkcji rozpraszania β (parametr $e_f = 0,65$), (Zaneveld i Beardsley 1969)

Fig. 7a. The constant ω_0 of the modulation transfer function as a function of optical range c_r for different values of a scattering albedo b/c , and for different values of the scattering function parameter e_b (parameter $e_f = 0.65$) (Zaneveld and Beardsley 1969)



Ryc. 7b. Zależność parametru ω_0 modulacyjnej funkcji przenoszenia od parametrów e_f i e_b funkcji rozpraszania β , dla różnych wartości albedo rozpraszania b/c i dla odległości optycznej $c_r = 6,5$ (Zaneveld i Beardsley 1969)

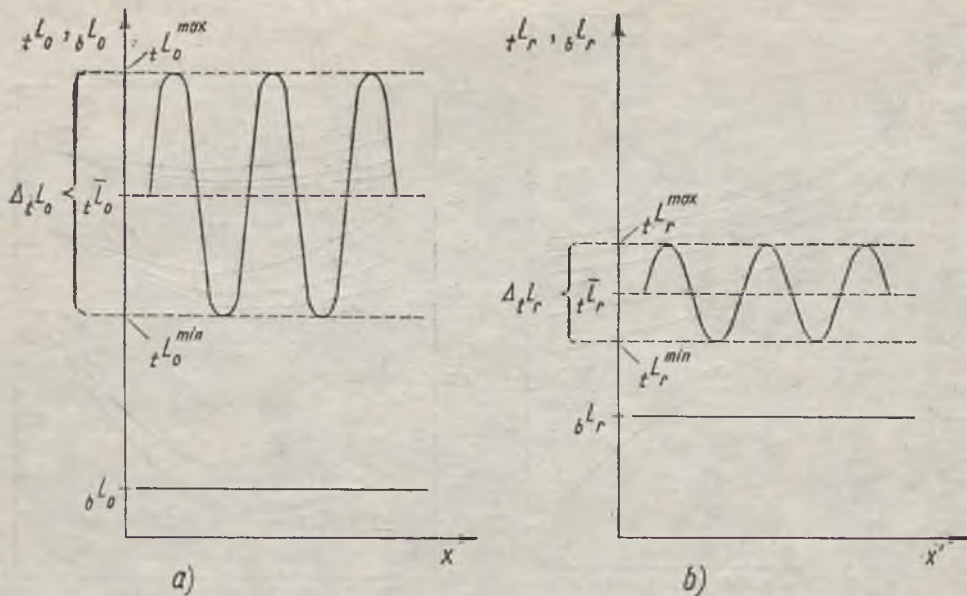
Fig. 7b. The constant ω_0 of the modulation transfer function as a function of the scattering function parameters e_f and e_b , and the scattering albedo b/c for an optical range $c_r = 6.5$ (Zaneveld and Beardsley 1969)

Stosunek amplitud $\frac{\Delta tL_r}{\Delta tL_0}$ wyraża pełną wartość MTF, tzn.:

$$\frac{\Delta tL_r}{\Delta tL_0} = F(\omega) \cdot e^{-c_r} \tag{1.51}$$

Wyrażenie po lewej stronie (1.51) można napisać inaczej, korzystając z oznaczeń przedstawionych na ryc. 8:

$$\frac{\begin{matrix} \max \\ tL_r \end{matrix} - \begin{matrix} \min \\ tL_r \end{matrix}}{\begin{matrix} \max \\ tL_0 \end{matrix} - \begin{matrix} \min \\ tL_0 \end{matrix}} = \frac{\begin{matrix} \max \\ C_r \end{matrix} - \begin{matrix} \min \\ C_r \end{matrix}}{\begin{matrix} \max \\ C_0 \end{matrix} - \begin{matrix} \min \\ C_0 \end{matrix}} \cdot \frac{bL_r}{bL_0} \tag{1.52}$$



Ryc. 8. Ilustracja różnic między rzeczywistymi i pozornymi radiacjami tła i tarczy o sinusoidalnie rozłożonym współczynniku odbicia światła: a) rozkład radiacji rzeczywistej tła $bL_o(x)$ i tarczy, $tL_o(x)$ w płaszczyźnie tarczy, b) rozkład radiacji pozornej tła $bL_r(x')$ i tarczy $tL_r(x')$, w płaszczyźnie równoległej do płaszczyzny tarczy, w odległości r od tarczy

Fig. 8. Differences between the inherent and apparent radiances of both a background and a target with sinusoidal distribution of the reflection coefficient: a) distribution of inherent background radiance $bL_o(x)$ and inherent target radiance $tL_o(x)$ in the target plane, b) distribution of apparent background radiance $bL_r(x')$ and apparent target radiance $tL_r(x')$, in the plane parallel to that of the target at distance r from the target

$$\text{gdzie: } C_{(r, o)}^{(\max, \min)} = \frac{tL_{(r, o)}^{(\max, \min)} - bL_{(r, o)}}{bL_{(r, o)}}$$

co po wstawieniu do (1.51) i uwzględnieniu (1.12) daje:

$$C_r^{\max} - C_r^{\min} = (C_o^{\max} - C_o^{\min}) T_C \cdot F. \quad (1.53)$$

Dalej zauważmy, że ponieważ średni kontrast tarczy względem tła wodnego można wyrazić następująco:

$$\begin{aligned} \bar{C}_{(r, o)} &= \frac{\bar{tL}_{(r, o)} - bL_{(r, o)}}{bL_{(r, o)}} = \\ &= \frac{C_{(r, o)}^{\max} + C_{(r, o)}^{\min}}{2} \end{aligned} \quad (1.54)$$

$$\text{więc:} \quad C_r = \bar{C}_o \cdot T_c \quad (1.55)$$

$$\text{i stąd:} \quad C_r^{\max} + C_r^{\min} = (C_o^{\max} + C_o^{\min}) T_c. \quad (1.56)$$

Z (1.53) i (1.56) otrzymujemy wyrażenie na zmianę kontrastu:

$$C_r^{\max} = \frac{T_c}{2} \left[C_o^{\max} (1 + F) + C_o^{\min} \cdot (1 - F) \right], \quad (1.57)$$

$$C_r^{\min} = \frac{T_c}{2} \left[C_o^{\max} (1 - F) + C_o^{\min} \cdot (1 + F) \right].$$

Wzory (1.55) i (1.57) pozwalają określić, jak zachowuje się kontrast względem tła wodnego najjaśniejszych (C_r^{\max}) lub najciemniejszych (C_r^{\min}) części tarczy, albo jak zmienia się średni kontrast całej tarczy (\bar{C}_r). W szczególnych przypadkach wzory te znacznie się upraszczają. Na przykład gdy:

a) radiacja najciemniejszych części tarczy ${}_1L_o^{\min}$ bliska jest radiacji tła ${}_bL_o$ ($C_o^{\min} \cong 0$):

$$\begin{aligned} C_r^{\max} &\cong C_o^{\max} T_c \frac{F + 1}{2}, \\ C_r^{\min} &\cong C_o^{\max} T_c \frac{1 - F}{2}. \end{aligned} \quad (1.58)$$

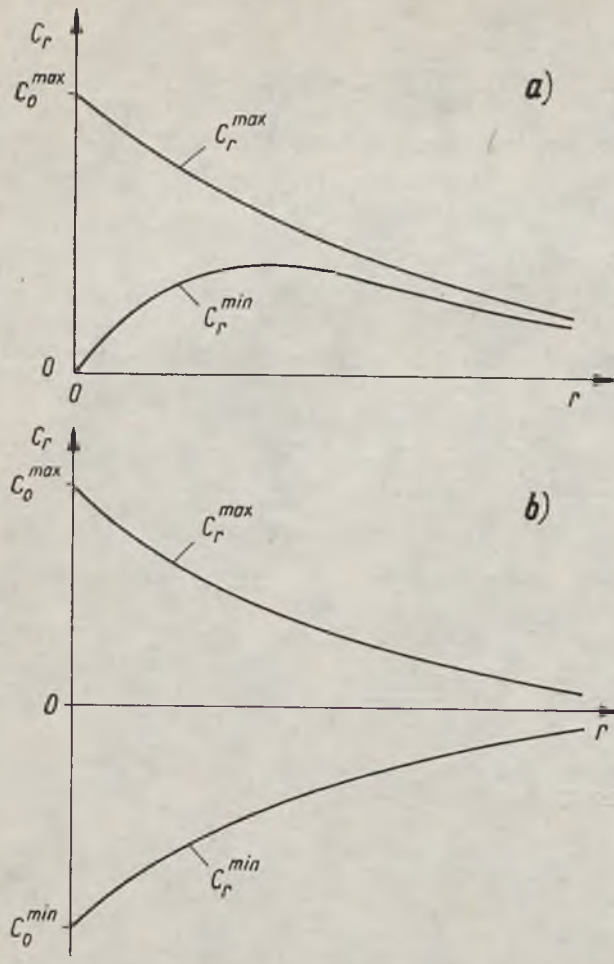
b) średnia radiacja tarczy \bar{L}_c bliska jest radiacji tła ${}_bL_o$, ($C_o^{\max} \cong -C_o^{\min}$):

$$\begin{aligned} C_r^{\max} &\cong C_o^{\max} T_c \cdot F \\ C_r^{\min} &\cong C_o^{\min} T_c \cdot F \end{aligned} \quad (1.59)$$

Przebieg zmian kontrastu w obu tych przypadkach orientacyjnie ilustruje ryc. 9.

Często jednak nie interesuje nas kontrast względem tła wodnego, a jedynie kontrast pomiędzy detalami tarczy.

Musimy wówczas szukać różnicy kontrastów $C_r^{\max} - C_r^{\min}$. Jeśli różnica ta jest mniejsza niż progowa czułość kontrastu danego odbiornika, to odbiornik przestaje rozróżniać szczegóły obiektu, odróżniając jeszcze jednak od tła wodnego wypadkową radiację całego obiektu w przypadku a lub nie odróżniając także tej radiacji w przypadku b.



Ryc. 9. Przebieg zmian kontrastu pozornego najjaśniejszych (C_r^{max}) i najciemniejszych (C_r^{min}) części tarczy o sinusoidalnym rozkładzie współczynnika odbicia światła, w funkcji odległości obserwacji r : a) dla ${}_bL_0 = {}_tL_0^{min}$, b) dla ${}_bL_0 = {}_tL_0$

Fig. 9. Course of apparent contrast of the brightest (C_r^{max}) and the darkest (C_r^{min}) parts of the target with sinusoidal distribution of the reflection coefficient as a function of observation distance r : a) for ${}_bL_0 = {}_tL_0^{min}$, b) for ${}_bL_0 = {}_tL_0$

Ogólnym wzorem na różnicę kontrastu najjaśniejszych i najciemniejszych części rozpatrywanej tarczy jest wyrażenie (1.53):

$$\Delta C_r = C_r^{max} - C_r^{min} = T_c \cdot F(C_0^{max} - C_0^{min})$$

Wzór ten wyraża w ogólności spadek kontrastu pomiędzy detalami dowolnego obiektu harmonicznego przestrzennie w zależności od naturalnego pola światła: C_0 (${}_bL_0, {}_tL_0$), od rzeczywistych i pozornych właściwości ośrodka: T_c (c, K), F (c, b, β), od długości i orientacji drogi obserwacji: T_c ($r, \cos \Theta$), F (r) i od częstotliwości powtarzania detali obiektu F (ν). Znając powyższe zależności można wyznaczyć odległość r_m , na jakiej odbiornik o progowej czułości kontrastu C_p przestanie rozróżniać szczegóły obiektu o danej częstotliwości ν , wyznaczając r_m z równania:

$$C_p = T_c(r_m) \cdot F(v, r_m) \cdot (C_o^{\max} - C_o^{\min}) \quad (1.60a)$$

Można też określić tzw. częstotliwość odcięcia v_g (lub $\omega_g = v_g \cdot r$), czyli graniczną częstotliwość jaką odbiornik w danych warunkach potrafi rozróżnić, wyznaczając ω_g z tego samego równania:

$$C_r = T_c(r) \cdot F(\omega_g, r) \cdot (C_o^{\max} - C_o^{\min}). \quad (1.60b)$$

Jeśli częstotliwość odcięcia potrafimy określić w jakiś inny sposób, to na podstawie równania (1.61b) można wyznaczyć parametr ω_o określający modulacyjną funkcję przenoszenia:

$$\omega_o(r) = \frac{\omega_g(r)}{\ln \left[\frac{C_o^{\max} - C_o^{\min}}{C_p} \right] - cr}. \quad (1.61)$$

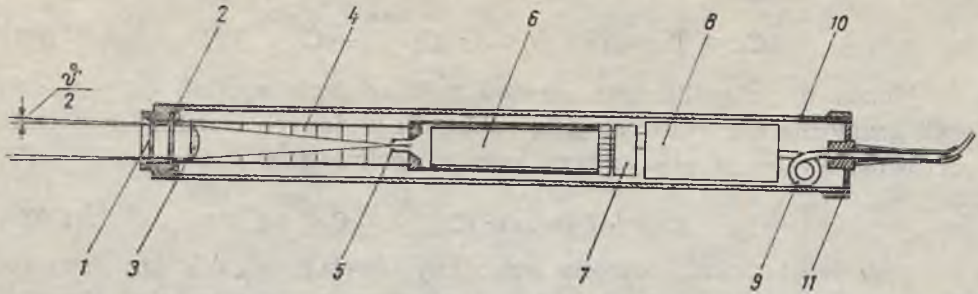
Na zakończenie zauważmy jeszcze, że ponieważ w granicy niskiej częstotliwości $F(\omega) \rightarrow 1$, więc w miarę wzrostu rozmiarów obserwowanego obiektu ($\omega \rightarrow 0$) rozpraszanie małokątowe coraz mniej wpływa na proces transmisji średniego kontrastu tego obiektu i od pewnej granicy rozmiarów poczynając wystarczająco ściśle stają się wzory przedstawione w rozdziale 1a.

II. WYNIKI BADAŃ KONTRASTU I ZASIĘGU DETEKCJI OBRAZU W ZATOCE GDAŃSKIEJ

1. Aparatura i technika pomiarowa

Podstawowym elementem aparatury pomiarowej w tej pracy jest odpowiednio skonstruowany miernik radiacji (Olszewski 1970). Szkic części podwodnej tego miernika przedstawiony jest na ryc. 10.

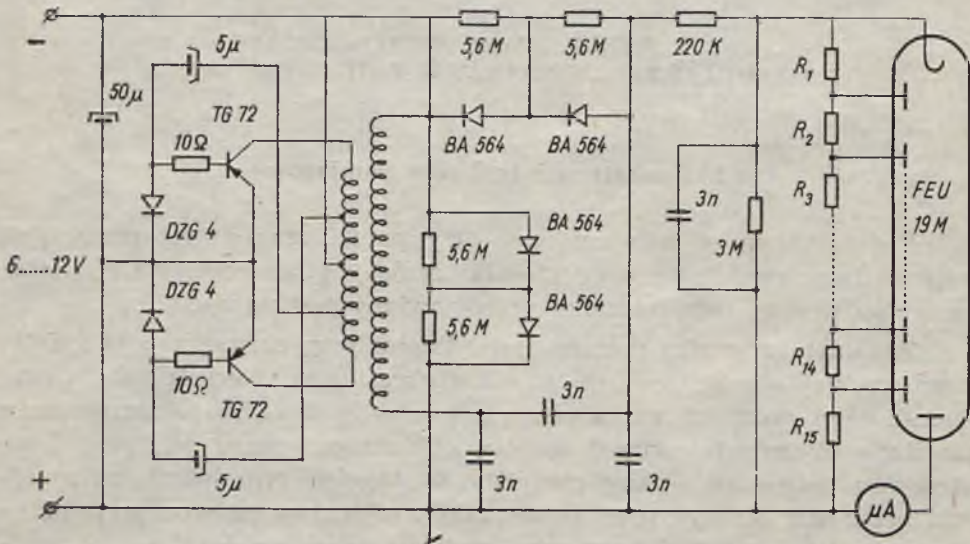
Zadaniem miernika radiacji jest odbieranie wycinanej z pola świetlnego wąskiej wiązki promieniowania z określonego kierunku i zamiana energii tego promieniowania na sygnał elektryczny. W celu uzyskania możliwie równoległej wiązki światła, odbieranego przez miernik, skonstruowano odpowiedni układ optyczny. W układzie tym światło po przejściu przez filtr barwny, precyzujący zakres widmowy mierzonego promieniowania, i przez okienko optyczne, pada na soczewkę skupiającą o ogniskowej $f = 2500$ mm. W ognisku soczewki znajduje się przesłona z okrągłą szczeliną o średnicy $d = 1$ mm. Układ taki zapewnia ograniczenie kąta widzenia umieszczonego ze szczeliną detektora do wartości $v \approx$



Ryc. 10. Szkic części podwodnej miernika radiacji: 1. filtr barwny, 2. okienko optyczne, 3. soczewka skupiająca, 4. przesłona kolimatora, 5. przesłona ze szczeliną cylindryczną, 6. fotopowielacz, 7. dzielnik napięcia, 8. zasilacz WN, 9. kabel, 10. obudowa wodoszczelna, 11. pokrywa z dławikiem (Olszewski 1970)

Fig. 10. Diagram of the underwater part of the radiance meter: 1. colour filter, 2. optical window, 3. focusing lens, 4. diaphragms of collimator, 5. diaphragm with cylindrical aperture, 6. photomultiplier tube, 7. voltage divider, 8. high voltage power supply, 9. cable, 10. waterproof housing, 11. cover with watertight opening for the cable (Olszewski 1970)

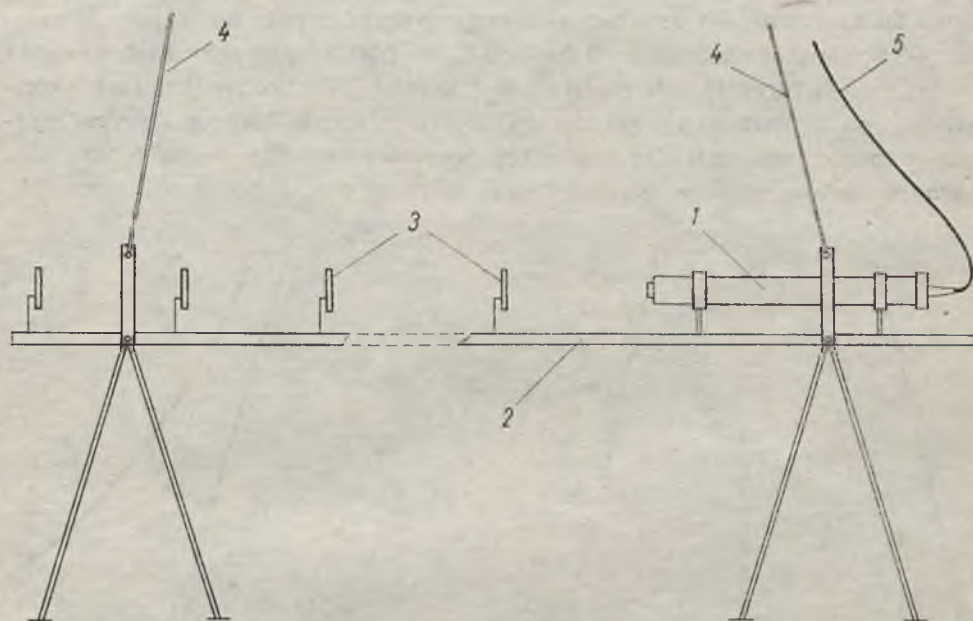
$\frac{\Delta}{f} \approx 0,2^\circ$. Promieniowanie rozproszone i odbite o ścianki kolimatora eliminowane jest przez układ dodatkowych przesłon umieszczonych pomiędzy soczewkę a szczeliną. Tak ograniczona wiązka świetlna, spełniająca z wystarczającą dokładnością wymagania definicji radiacji, pada na katodę fotopowielacza.



Ryc. 11. Schemat ideowy części elektronicznej miernika radiacji: FEU — 19M — fotopowielacz, μA — rejestrator lub mikroamperomierz

Fig. 11. Schematic diagram of the electronic part of the radiance meter: FEU 19M — photomultiplier, μA — recorder or microammeter

Fotopowielacz zasilany jest stabilizowanym wysokim napięciem dostarczonym przez tranzystorowy zasilacz. Niskie napięcie stałe pobierane przez zasilacz oraz sygnał wyjściowy z fotopowielacza przekazywane są między sondą podwodną a aparaturą zasilająco-odbiorczą na pokładzie statku za pośrednictwem kabla. Regulacja czułości fotopowielacza odbywa się skokowo przez zmianę z pokładu statku niskiego napięcia zasilającego



Ryc. 12. Schemat urządzenia do pomiaru kontrastu w morzu za pomocą wielu tarcz testowych: 1. miernik radiacji, 2. ława optyczna, 3. tarcze testowe, 4. liny nośne, 5. kabel

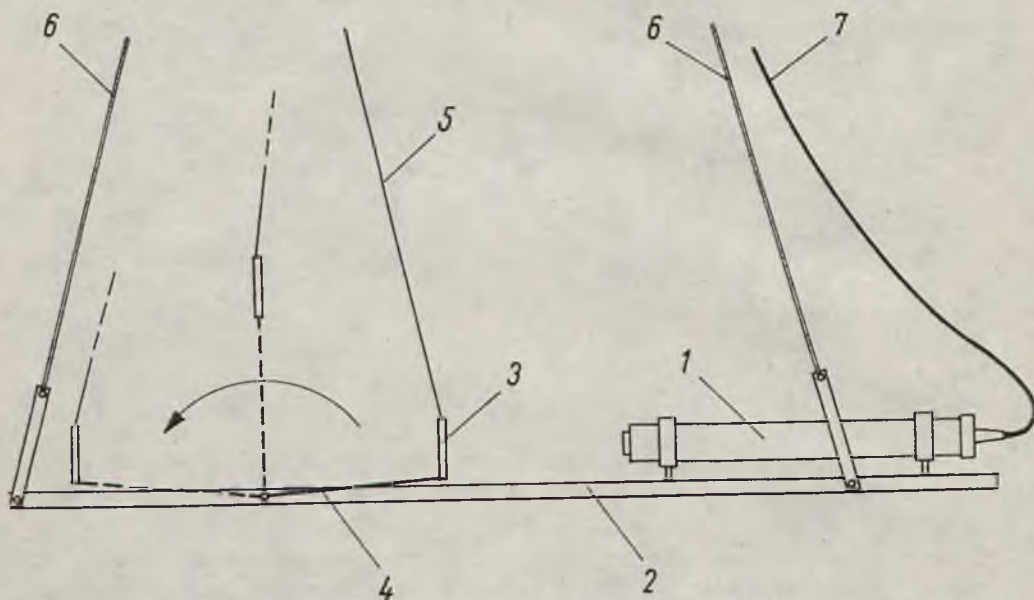
Fig. 12. Diagram of the device for measuring contrast in the sea using several test targets: 1. radiance meter, 2. optical bench, 3. test targets, 4. suspension lines, 5. cable

w granicach 6—12V, co odpowiada zmianom wysokiego napięcia w sondzie od około 600 do 1200V. Schemat ideowy elektronicznego układu miernika radiacji przedstawiony jest na ryc. 11.

Głównym zadaniem miernika radiacji w tej pracy był pomiar pozornego kontrastu obrazu, czyli pomiar zarówno radiacji odbitej od powierzchni stosowanych tarcz testowych, jak i radiacji przychozącej

z bezpośredniego otoczenia tych tarcz. Początkowo wykonywano to umieszczając miernik na długiej (4 m) ławie optycznej, na której znajdowało się w różnych odległościach od okienka optycznego pięć białych matowych tarcz, usuwanych w czasie pomiaru kolejno z pola widzenia miernika (ryc. 12).

W praktyce, w warunkach morskich, postępowanie takie okazało się bardzo uciążliwe zarówno ze względu na zbyt duże rozmiary urządzenia, jego kłopotliwy kształt i ciężar, jak i ze względu na trudności w manipulowaniu tarczami. Po uzyskaniu szeregu wyników potwierdzających możliwość dokładnej ekstrapolacji funkcji $C_r = f(r)$, nawet przy zastosowaniu tylko dwóch tarcz (jeżeli możliwy był szybki kilkakrotny pomiar), skonstruowano krótszą ławę optyczną (1,5 m), znacznie lżejszą i wygodniejszą w manewrowaniu. Na ławie tej umocowano tylko jedną tarczę, dającą się łatwo zdalnie przemieszczać w trzy różne położenia (ryc. 13).



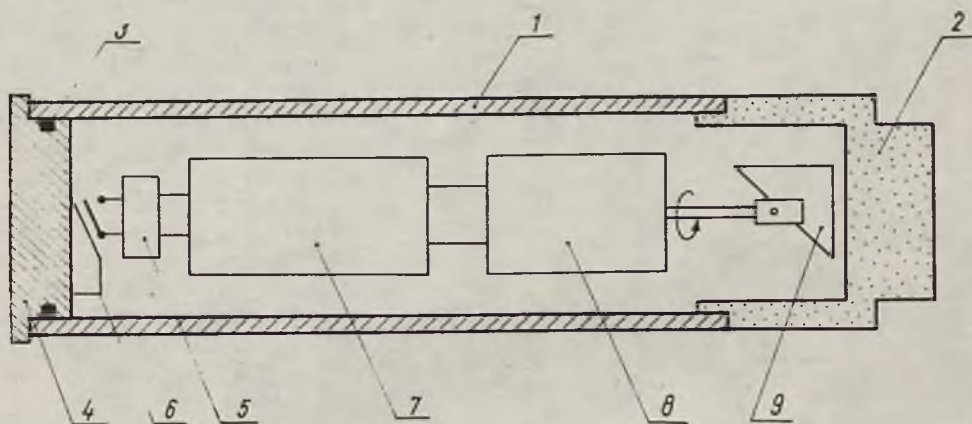
Ryc. 13. Schemat urządzenia do pomiaru kontrastu w morzu za pomocą jednej tarczy testowej: 1. miernik radiacji, 2. ława optyczna, 3. tarcza testowa na ruchomym ramieniu, 4. ramię tarczy, 5. lina sterująca tarczą, 6. liny nośne, 7. kabel

Fig. 13. Diagram of the device for measuring contrast in the sea, using one test target: 1. radiance meter, 2. optical bench, 3. test target fixed to moving arm, 4. target arm, 5. steering line, 6. suspension lines, 7. cable.

W dwóch z tych położzeń tarcza znajduje się w polu widzenia miernika, raz w odległości 1,5 m, drugi raz w odległości 0,5 m. W trzecim położeniu jest unoszona poza pole widzenia miernika, który odbiera wówczas radiację tła.

Jednak i ten sposób pomiaru okazał się bardzo uciążliwy na większych głębokościach i w trudniejszych warunkach hydrometeorologicznych. Szczególnie trudne okazały się pomiary kątowych rozkładów kontrastu ze względu na konieczność ciągłych zmian przestrzennej orientacji całej ławy optycznej.

Aby ominąć te trudności w kolejnym etapie pomiarów wyeliminowano całkowicie części ruchome w wodzie, konstruując współpracującą z miernikiem wodoszczelną przystawkę zawierającą ruchomy pryzmat obracany za pomocą silniczka elektrycznego (ryc. 14).



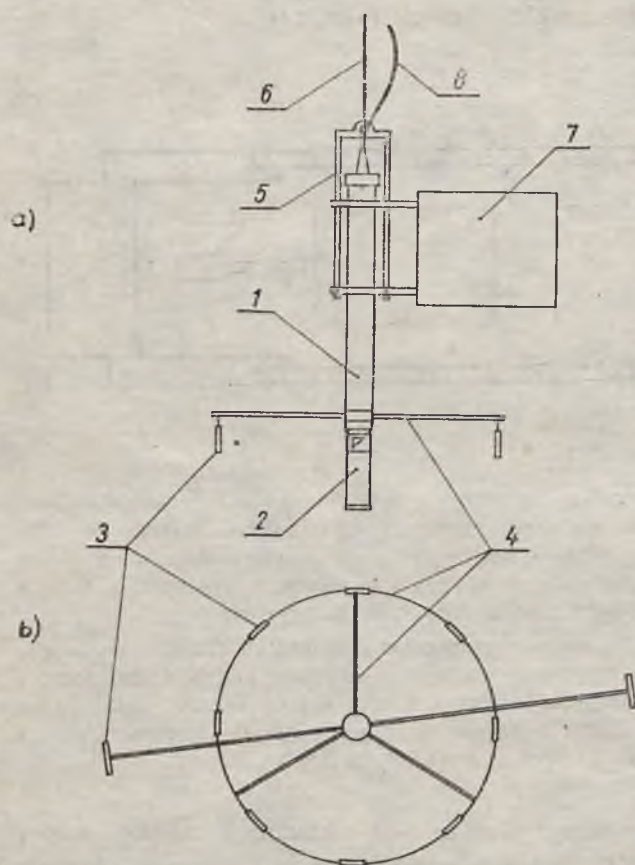
Ryc. 14. Szkic przystawki do pomiaru kątowych rozkładów radiacji (współdziałającej z miernikiem radiacji): 1. obudowa wodoszczelna, 2. cylindryczne okienko ze szkła organicznego, 3. uszczelka, 4. pokrywa hermetyczna, 5. przełącznik zasilania włączony przez obrót pokrywy, 6. ząbek uruchamiający przełącznik zasilania, 7. bateria zasilająca, 8. silniczek elektryczny, 9. pryzmat

Fig. 14. Diagram of the device for measuring angular distribution of radiance (working together with the radiance meter): 1. waterproof housing, 2. cylindrical organic glass window, 3. gasket, 4. waterproof cover, 5. power supply switch, switched on by turning the cover, 6. cog starting the power supply switch, 7. power supply battery, 8. electric motor, 9. prism

Pryzmat ten ma za zadanie zmieniać o 90° kierunek radiacji docierającej do miernika i wybierać radiację docierającą kolejno z różnych kątów w płaszczyźnie prostopadłej do osi miernika. W tak zmienionej płaszczyźnie obserwacji miernika umieszczono co 45° na obwodzie koła o promieniu 0,5 m osiem nieruchomych tarcz. Dzięki ciągłemu obrotowi pryzmatu wokół osi miernika do katody fotopowielacza dociera na przemian radiacja pozorną kolejnych tarcz i radiacja tła wodnego w sąsiedztwie tych tarcz. Odpowiadające tym radiacjom sygnały elektryczne zapisywane są na taśmie rejestratora i pozwalają łatwo wyznaczyć kątowy rozkład kontrastu w płaszczyźnie poziomej na żądanej głębokości z. Wy-

starcząca stabilność orientacji przestrzennej całego urządzenia zapewnia pętwa kierunkowa przymocowana do miernika.

Aby uzyskać konieczne dla pełnych charakterystyk rozkładów kontrastu wartości współczynnika osłabiania światła $c(z)$, w odległości 1 m od osi miernika umieszczono w polu jego widzenia dodatkowe dwie tarcze, tak aby dwie z tarcz umieszczonych bliżej pojawiały się w polu widzenia miernika tuż po zniknięciu tych dodatkowych dalszych (ryc. 15).



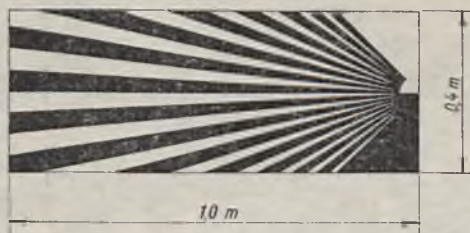
Ryc. 15. Schemat urządzenia do pomiaru kątowych rozkładów kontrastu: a) widok całości z boku, b) widok konstrukcji nośnej tarcz z góry: 1. miernik radiacji, 2. przystawka z ruchomym pryzmatem, 3. tarcze testowe, 4. konstrukcja nośna tarcz, 5. zawieszenie miernika radiacji, 6. lina nośna, 7. pętwa kierunkowa, 8. kabel

Fig. 15. Diagram of the device for measuring angular distribution of contrast: a) side view of the whole device, b) view of the target carrying construction: 1. radiance meter, 2. device with moving prism, 3. test targets, 4. carrying construction of test targets, 5. suspension of radiance meter, 6. suspension line, 7. directional fin, 8. cable

W sumie każda z trzech przedstawionych wersji układu pomiarowego dostarczyła szeregu uzupełniających się wzajemnie danych dotyczących głównie zależności kontrastu i jego transmisji od geometrii obserwacji.

Badania wpływu wielokrotnego rozpraszania światła na rozmycie konturów obrazu wymagały nieco innej techniki pomiarowej. Posługiwało się tu głównie techniką fotograficzną, wykonując w różnych warunkach

kach i z różnych odległości zdjęcia podwodne specjalnej tarczy testowej (ryc. 16).



Ryc. 16. Tarcza testowa zastosowana do badań rozmycia konturów obrazu Fig. 16. The test target used for investigating the resolution of image details

Analiza tych zdjęć w połączeniu z niektórymi wynikami pomiarów za pomocą miernika radiacji dała szereg informacji dotyczących funkcji przenoszenia obrazu w wodach przybrzeżnych.

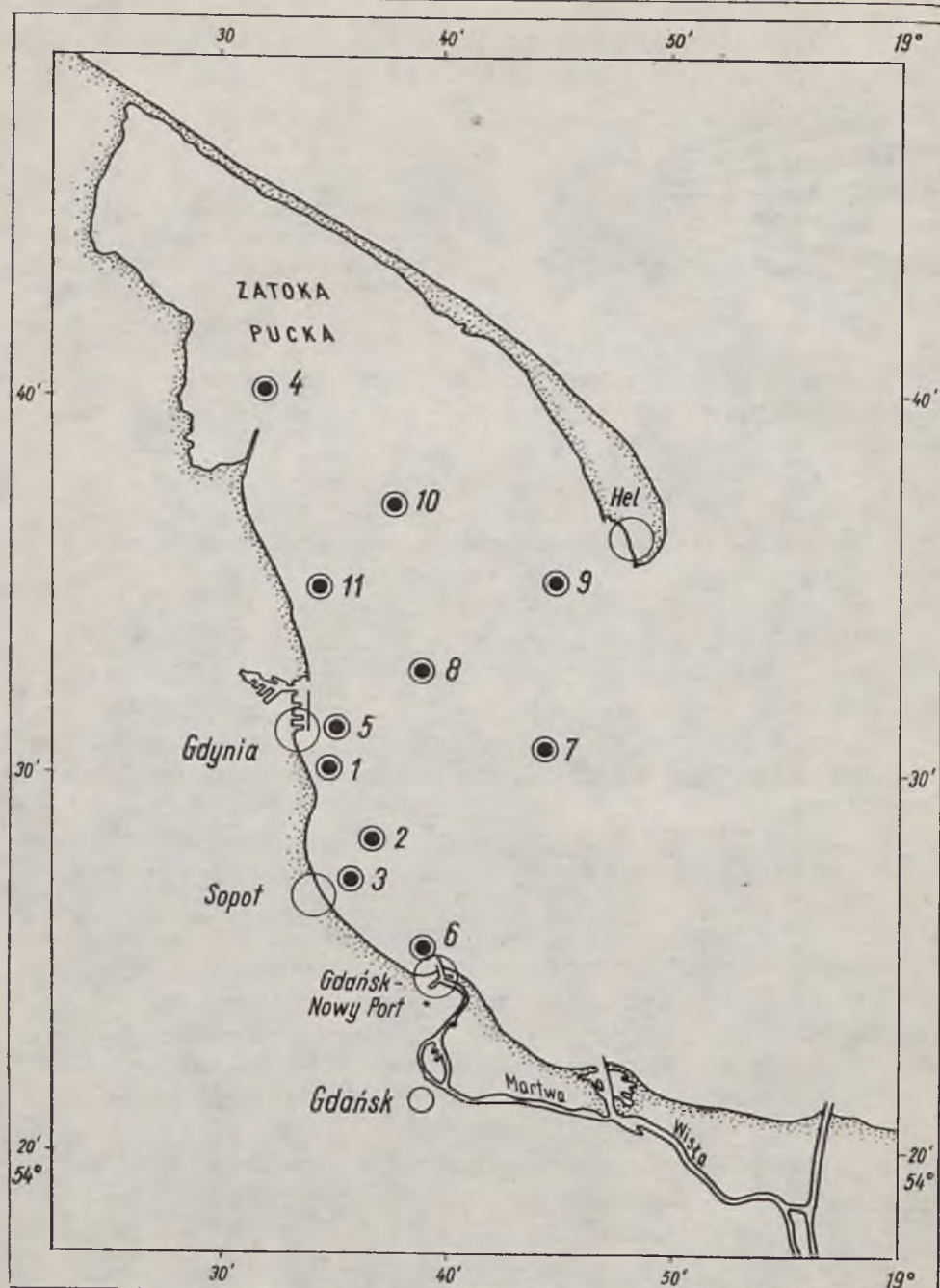
2. Przestrzenne rozkłady rzeczywistego kontrastu obrazu w wodach Zatoki Gdańskiej

Pomiary, których rezultaty przedstawiono poniżej, wykonywane były w Zatoce Gdańskiej w latach 1969—1971. Miejsca wykonywania pomiarów zaznaczone są na mapce Zatoki (ryc. 17).

Seria pomiarów mających na celu zbadanie zależności rzeczywistego kontrastu obrazu od wysokości słońca nad horyzontem dała wyniki przedstawione na ryc. 18. Są to wyniki pomiarów kontrastu rzeczywistego białej matowej tarczy ustawionej powierzchnią prostopadle do poziomego kierunku obserwacji i prostopadle do płaszczyzny padania promieni słonecznych.

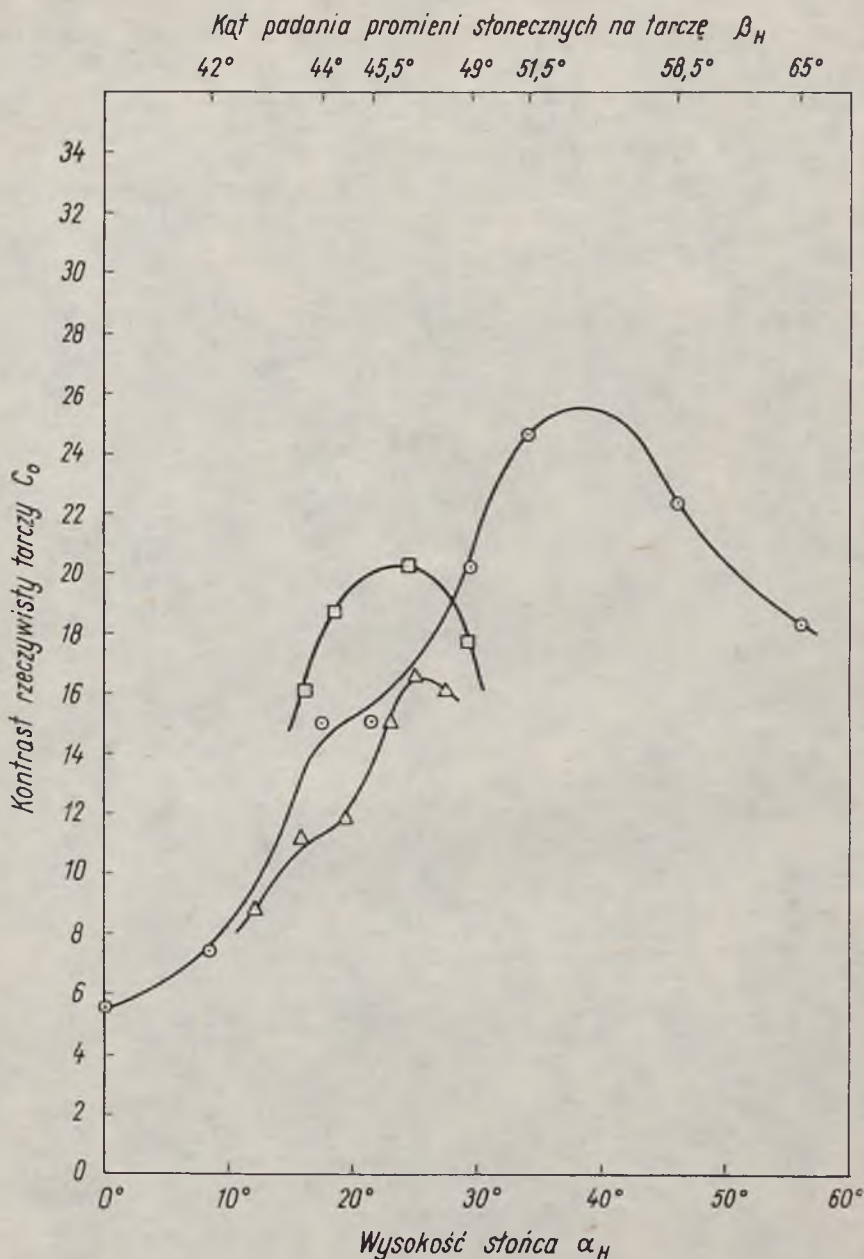
Cechą charakterystyczną pokazanych zależności jest występowanie maksymalnej wartości kontrastu rzeczywistego dla pewnych pośrednich wysokości słońca, co jest zgodne z rozumowaniem przedstawionym w fragmencie teoretycznej części pracy, dotyczącym zależności kontrastu od położenia słońca. Zebranie wyników umożliwiających dokładną analizę takiej zależności jest w praktyce w naturalnym środowisku wodnym prawie niemożliwe ze względu na konieczny długi czas trwania cyklu pomiarów i nieuniknione w tym czasie zmiany parametrów środowiska (zanieczyszczenie powierzchni wody, zmiana przezroczystości wody, zmiana zachmurzenia itp.). Wynikiem takich zakłóceń jest wyraźna nieregularność przedstawionych krzywych.

Dla lepszego zorientowania się w przyczynach charakterystycznych zmian kontrastu rzeczywistego przeprowadzono dla najdłuższej krzywej z ryc. 18 równoczesny pomiar zmian poziomu oświetlenia powierzchni morza. Przebieg tych zmian wraz ze zmianami rzeczywistej radiacji tar-



Ryc. 17. Miejsca bezpośrednich badań parametrów widzialności podwodnej w Zatoce Gdańskiej

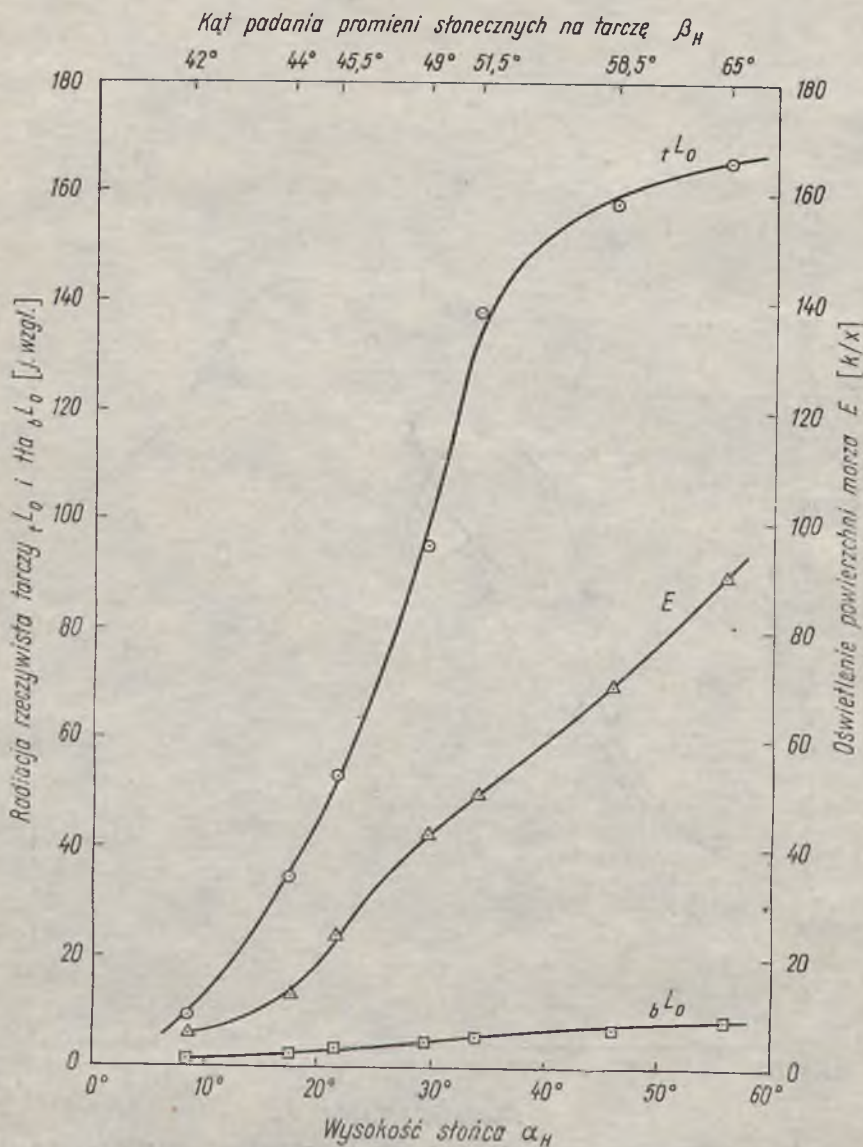
Fig. 17. Places where direct investigations of underwater visibility parameters were carried out in the Gulf of Gdansk



Ryc. 18. Zależność kontrastu rzeczywistego C_0 od wysokości słońca nad horyzontem α_H (azymut słońca $\varphi = 0^\circ$): \odot — 13 VI 1969, pp. 3 (punkt pomiarowy zgodnie z mapką na ryc. 17), $z = 3$ m, $c = 0,86$ m $^{-1}$ \square — 10 X 1969, pp. 5, $z = 1$ m, $c = 0,93$ m $^{-1}$, \triangle — 14 X 1969, pp., 5, $z = 1$ m, $c = 0,93$ m $^{-1}$

Fig. 18. Dependence of inherent contrast C_0 on sun's altitude α_H (sun's azimuth $\varphi = 0^\circ$): \odot — 13 VI 1969, mp 3 (measuring point, according to the chart in Fig. 17), $z = 3$ m, $c = 0.86$ m $^{-1}$, \square — 10 X 1969, mp. 5, $z = 1$ m, $c = 0.93$ m $^{-1}$, \triangle — 14 X 1969, mp. 5, $z = 1$, $c = 0.93$ m $^{-1}$

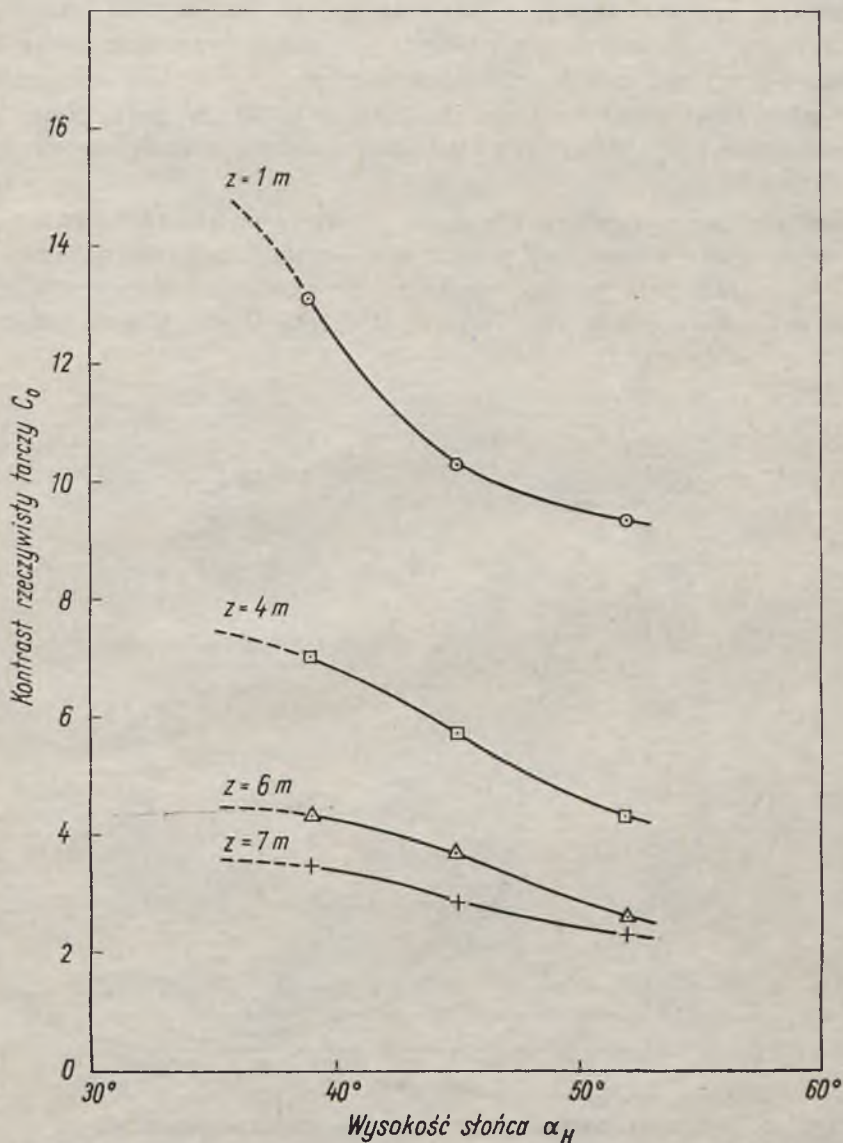
czy i tła przedstawiono na ryc. 19. Z porównania przebiegu pokazanych na tym rysunku wykresów widać, że wystąpienie maksimum kontrastu w pobliżu 40° spowodowane jest wyraźnym spadkiem nachylenia krzy-



Ryc. 19. Zależność rzeczywistej radiacji tarczy tL_0 i tła bL_0 oraz oświetlenia powierzchni morza E , od wysokości słońca α_H : 13 VI 1969, pp. 3, $\varphi = 0^\circ$, $z = 3$ m, $c = 0,86$ m $^{-1}$ (Olszewski 1970)

Fig. 19. Dependence of inherent target radiance tL_0 , inherent background radiance bL_0 , and irradiance of sea surface on sun's altitude α_H : 13 VI 1969, mp. 3, $\varphi = 0^\circ$, $z = 3$ m, $c = 0.86$ m $^{-1}$ (Olszewski 1970)

wej zmian oświetlenia powierzchni tarczy (proporcjonalnego do rzeczywistej radiacji tarczy). Wykres zmian oświetlenia powierzchni morza prawie nie zmienia w tym miejscu swego nachylenia; nie zaobserwowano też zmian współczynnika osłabiania światła w wodzie ani zanieczyszcze-



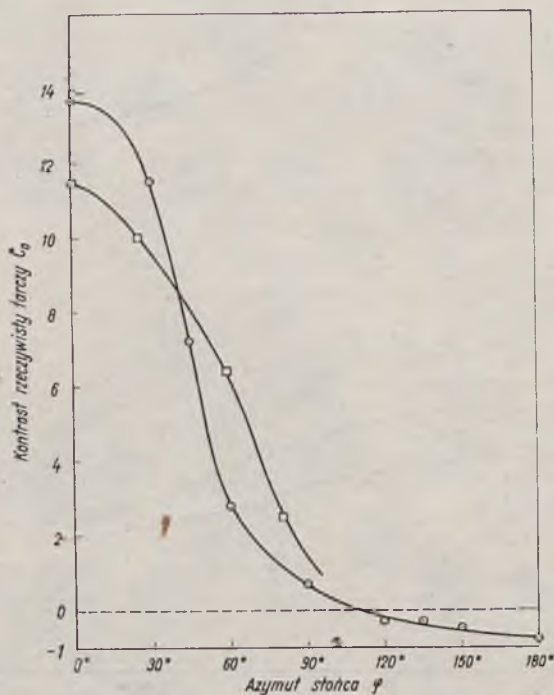
Ryc. 20. Zależność kontrastu rzeczywistego C_0 od wysokości słońca α_H na różnych głębokościach z : 1 VIII 1970, pp. 1, $\varphi = 0^\circ$, $c = 1,19\text{ m}^{-1}$

Fig. 20. Dependence of inherent contrast C_0 on the sun's altitude α_H at different depths z : 1 VIII 1970, mp 1, $\varphi = 0^\circ$, $c = 1,19\text{ m}^{-1}$

nia powierzchni wody. Przyczyną spadku kontrastu muszą być więc wspomniane w części teoretycznej zmiany proporcji między udziałem światła skierowanego a światła dyfuzyjnego w całkowitym oświetleniu powierzchni tarczy.

Spadek udziału światła skierowanego w całkowitym strumieniu świetlnym w miarę wzrostu głębokości jest także przyczyną coraz łagodniejszego przebiegu zależności kontrastu od wysokości słońca przy zwiększeniu głębokości obserwacji, co ilustruje ryc. 20. W polu granicznym kontrast rzeczywisty osiągnąłby ustaloną wartość, niezależną od wysokości słońca.

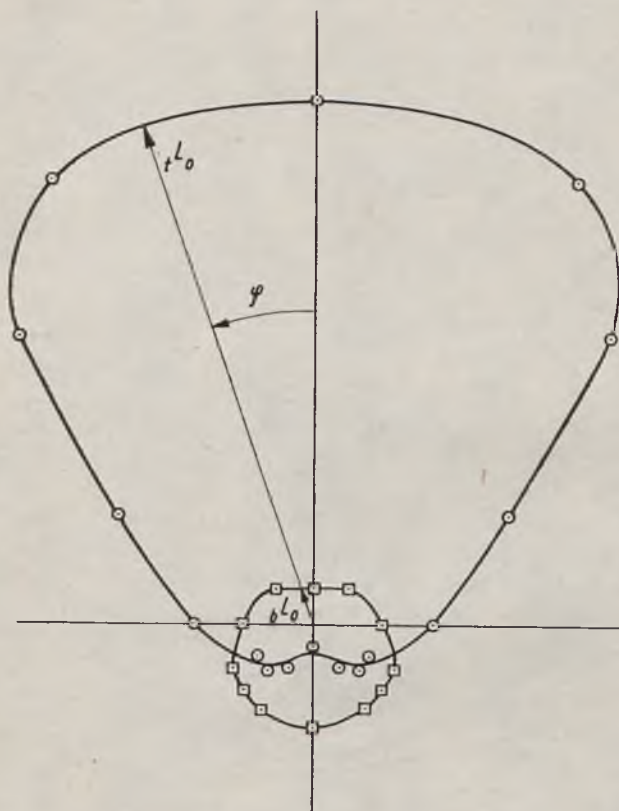
Następna seria wyników obejmuje rezultaty pomiarów kontrastu rzeczywistego tarczy ustawionej prostopadle do poziomego kierunku obserwacji, w funkcji kąta między normalną do powierzchni tarczy a płaszczyzną padania promieni słonecznych. Wykresy ilustrujące te zależności przedstawiono na ryc. 21.



Ryc. 21. Zależność kontrastu rzeczywistego C_o od azymutu słońca φ :
 \odot — 8 X 1969, pp. 5, $\alpha_H = 25^\circ$, $z = 1,5$ m, $c = 1,02$ m $^{-1}$, \square — 17 VII 1969,
 pp. 4, $L_H = 40^\circ$, $z = 1$ m, $c = 1,3$ m $^{-1}$

Fig. 21. Dependence of inherent contrast C_o on the sun's azimuth φ :
 \odot — 8 X 1969, mp. 5, $L_H = 25^\circ$, $z = 1.5$ m, $c = 1.02$ m $^{-1}$, \square — 17 VII 1969, mp. 4,
 $L_H = 40^\circ$, $z = 1$ m, $c = 1.3$ m $^{-1}$

Charakterystyczna jest tutaj zmiana znaku kontrastu występująca w pobliżu 110° , co wynika bezpośrednio z właściwości rozkładów kątowych radiacji i oświetlenia w morzu. Takie pomierzone rozkłady, którym odpowiada dłuższy z wykresów ryc. 21, przedstawiono na ryc. 22.

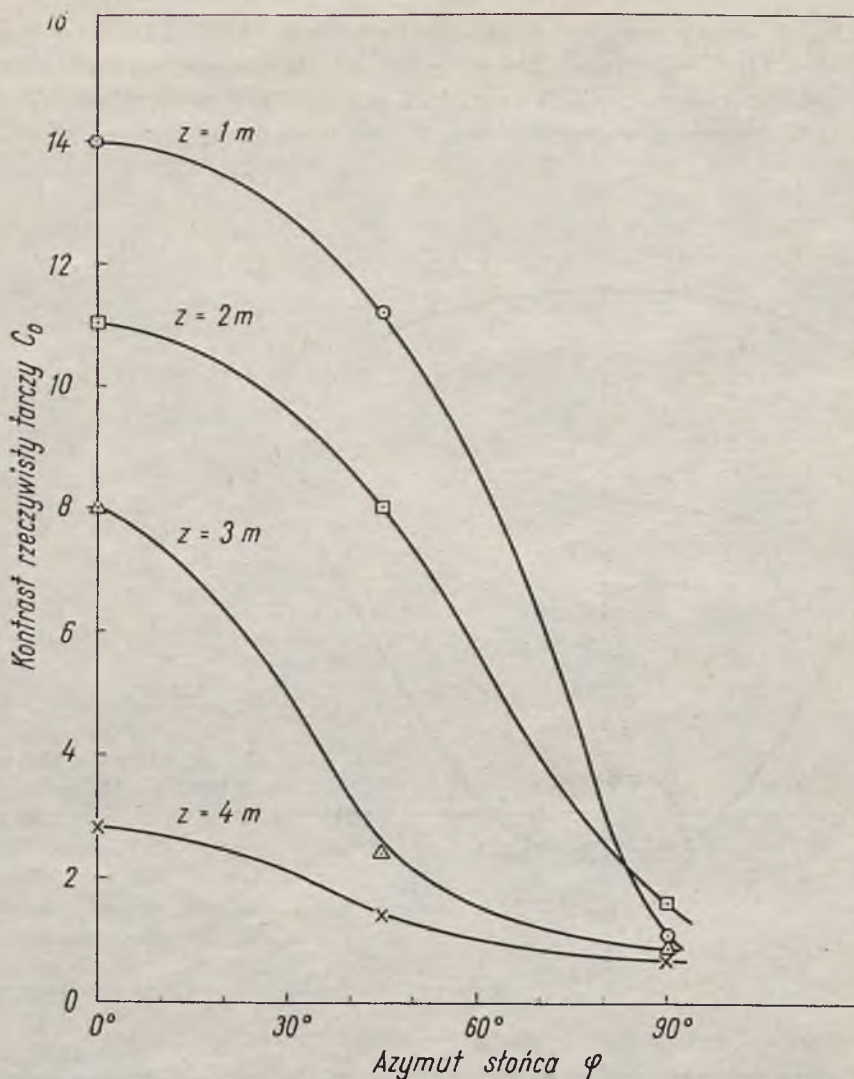


Ryc. 22. Zależność radiacji rzeczywistej tarczy iL_0 i tła bL_0 od azymutu słońca φ : 8 X 1969, pp. 5, $\alpha_H = 25^\circ$, $z = 1,5$ m, $c = 1,02$ m $^{-1}$

Fig. 22. Dependence of inherent radiance of target iL_0 and of background bL_0 on the sun's azimuth φ : 8 X 1969, mp. 5, $\alpha_H = 25^\circ$, $z = 1.5$ m, $c = 1.02$ m $^{-1}$

Miejsce zmiany znaku kontrastu jest miejscem, w którym radiacja tła staje się równa rzeczywistej radiacji powierzchni tarczy, a więc oświetleniu tej powierzchni razy pewien stały współczynnik (równanie 1.20).

W miarę zwiększania głębokości obserwacji przebieg wymienionych zależności staje się coraz łagodniejszy. Jest to rezultatem spadku kierunkowości pola światła w morzu w miarę zbliżania się do pola granicznego. Ilustracją tego efektu są wykresy zależności kątowych rozkładów kontrastu od głębokości pokazane na ryc. 23. Graniczna postać takich rozkładów kontrastu w polu dyfuzyjnym powinna mieć kształt linii prostej, równoległej do osi φ na wspomnianej rycinie.



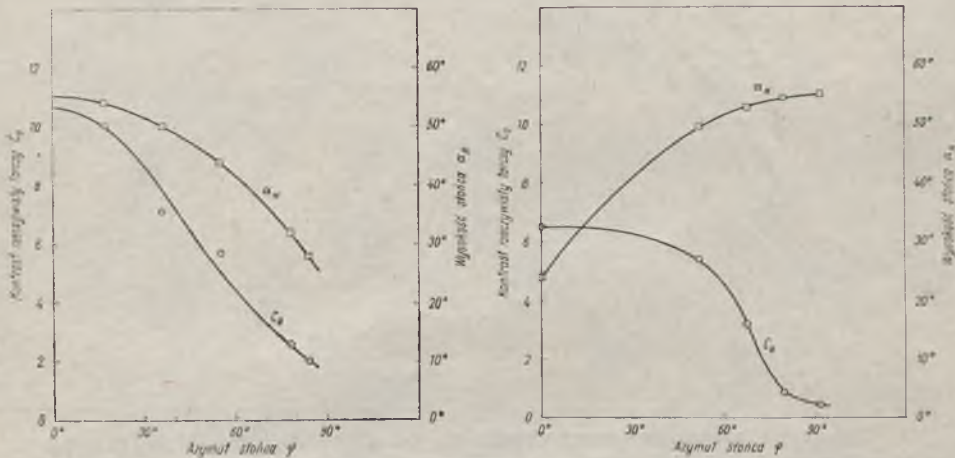
Ryc. 23. Zależność kontrastu rzeczywistego C_0 od azymutu słońca φ na różnych głębokościach z : 14 XI 1969, pp. 5, $\alpha_H = 27^\circ$, $c = 0,82 \text{ m}^{-1}$

Fig. 23. Dependence of inherent contrast C_0 on the sun's azimuth at different depths z : 14 X 1969, mp. 5, $\alpha_H = 27^\circ$, $c = 0,82 \text{ m}^{-1}$

Na kontrast rzeczywisty zanurzonego w wodzie nieruchomego obiektu wpływają oczywiście zarówno zmiany azymutu, jak i zmiany wysokości słońca, zachodzące równocześnie w ciągu dnia. Wypadkowy efekt tych zmian zależy głównie od orientacji przestrzennej obiektu. Na ryc. 24 przedstawiono zaobserwowane w ciągu dnia zmiany kontrastu rzeczywistego nieruchomej tarczy, obserwowanej w kierunku poziomym, prost-

padłym do jej powierzchni, dla dwóch skrajnych orientacji przestrzennych tej tarczy.

Dwie części rysunku odnoszą się odpowiednio do tarczy ustawionej powierzchnią prostopadle (24a) i równoległe (24b) do płaszczyzny padania promieni słonecznych przy najwyższym położeniu słońca. Z ryciny widać, że znacznie większy wpływ na kontrast w ciągu dnia mają zmiany azymutu słońca niż zmiany jego wysokości, co jest zrozumiałe chociażby ze względu na znacznie szerszy zakres i większą szybkość dziennych zmian azymutu w porównaniu ze zmianami wysokości słońca.

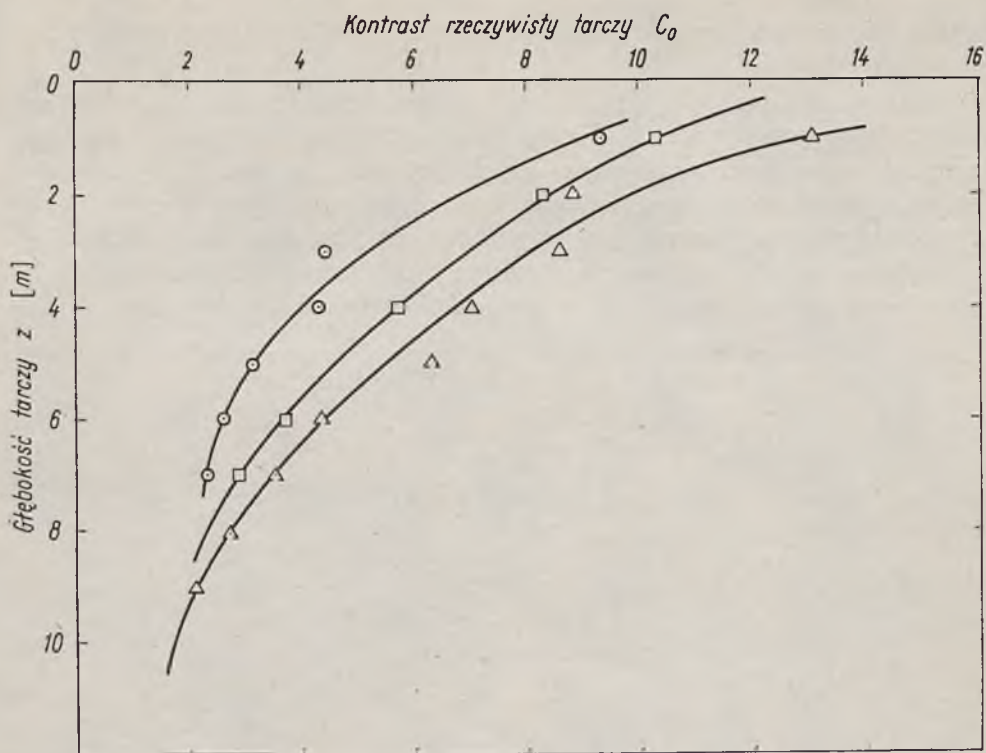


Ryc. 24. Zależność kontrastu rzeczywistego C_0 od azymutu słońca i wysokości słońca α_H : 2 VIII 1969, pp. 1, $z = 1$ m, $c = 1,76$ m⁻¹, $\alpha_H = \max$ dla $\varphi = 0^\circ$ (a), dla $\varphi = 90^\circ$ (b)

Fig. 24. Dependence of inherent contrast C_0 on the sun's azimuth φ and altitude α_H : 2 VIII 1969, mp. 1, $z = 1$ m, $c = 1.76$ m⁻¹, $\alpha_H = \max$ for $\varphi = 0^\circ$, $\alpha_H = \max$ for $\varphi = 90^\circ$

Ostatnia seria charakterystyk przestrzennych kontrastu obejmuje wyniki pomiarów zależności kontrastu rzeczywistego od głębokości obserwacji. Już przy omawianiu rozkładów kątowych kontrastu zwrócono uwagę na zmienność tych rozkładów z głębokością i pokazano jak takie zmiany wyglądają. Na ryc. 25 przedstawione są zmiany kontrastu rzeczywistego tarczy ustawionej powierzchnią prostopadle do poziomego kierunku obserwacji i do płaszczyzny padania promieni słonecznych, w funkcji głębokości obserwacji.

Każdy z pokazanych wykresów zmierza ze wzrostem głębokości do pewnej ustalonej wartości, osiągając ją zgodnie z teorią w polu granicznym. Wartość ta wyraża jednocześnie minimalny kontrast w danych warunkach i zależy wyłącznie od rzeczywistych właściwości optycznych wody i od właściwości optycznych obserwowanej powierzchni. W prak-

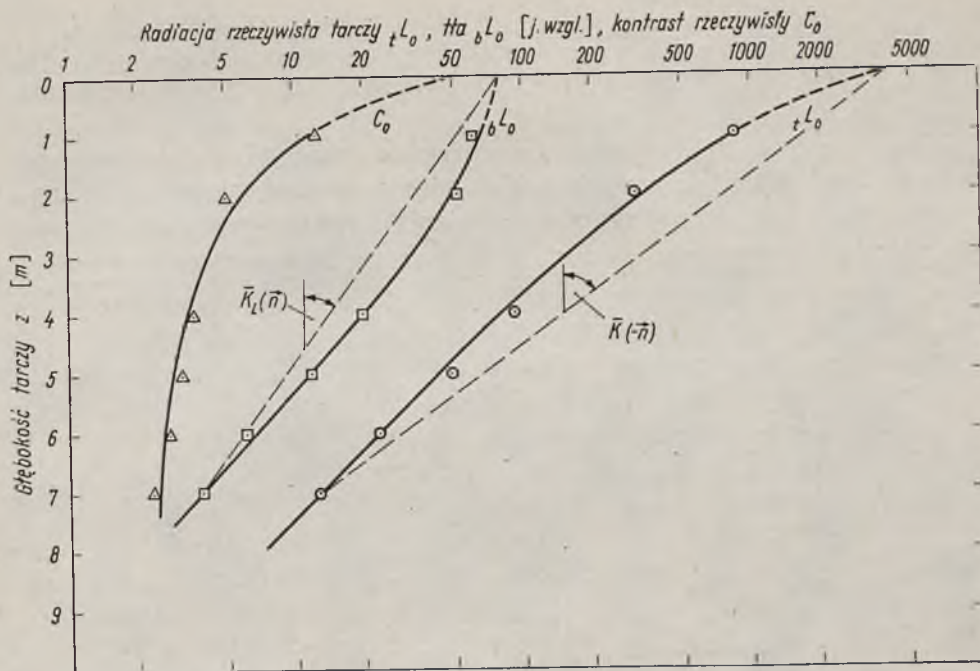


Ryc. 25. Zależność kontrastu rzeczywistego C_0 od głębokości z : 1 VIII 1970, pp. 1, $c = 1,19 \text{ m}^{-1}$, $\varphi = 0^\circ$, \odot — $\alpha_H = 52^\circ$, \square — $\alpha_H = 45^\circ$, \triangle — $\alpha_H = 39^\circ$

Fig. 25. Dependence of inherent contrast C_0 on depth. 1 VIII 1970, pp. 1, $c = 1,19 \text{ m}^{-1}$, $\varphi = 0^\circ$, \odot — $\alpha_H = 52^\circ$, \square — $\alpha_H = 45^\circ$, \triangle — $\alpha_H = 39^\circ$

tyce dokładny pomiar granicznej wartości kontrastu jest jednak dość trudny ze względu na zbyt niski poziom oświetlenia w polu dyfuzyjnym. Przykładem ilustrującym osiągnięcie przez kontrast wartości zbliżonej do granicznej jest wykres pokazany na ryc. 26. Jest on także dobrym przykładem wyniku obserwacji potwierdzającej słuszność wyprowadzonych przez autora zależności, opisujących zmiany kontrastu z głębokością. Mianowicie obliczony ze wzoru (1.34) stosunek $[C_0(z_d) + 1]/[C_0(0) + 1]$ przy uwzględnieniu widocznych na rycinie różnic średnich współczynników osłabiania radiacji i oświetlenia, wynosi 0,065. Ten sam stosunek natomiast określony na podstawie zmierzonej zależności $C_0(Z)$ wynosi 0,068.

Oczywiście przy nieco innej ekstrapolacji pokazanych wykresów różnice mogłyby być większe, lecz zdaniem autora świadczyłyby to o błędnej ekstrapolacji.



Ryc. 26. Zależność kontrastu rzeczywistego C_0 , radiacji rzeczywistej tarczy tL_0 i tła bL_0 od głębokości z : 31 VII 1970, pp. 2, $\alpha_H = 22^\circ$, $\varphi = 0^\circ$, $c = 1,78 \text{ m}^{-1}$

Fig. 26. Dependence of inherent contrast C_0 , inherent radiance of target tL_0 and of background bL_0 on depth z : 31 VII 1970, mp. 2, $\alpha_H = 22^\circ$, $\varphi = 0^\circ$, $c = 1.78 \text{ m}^{-1}$

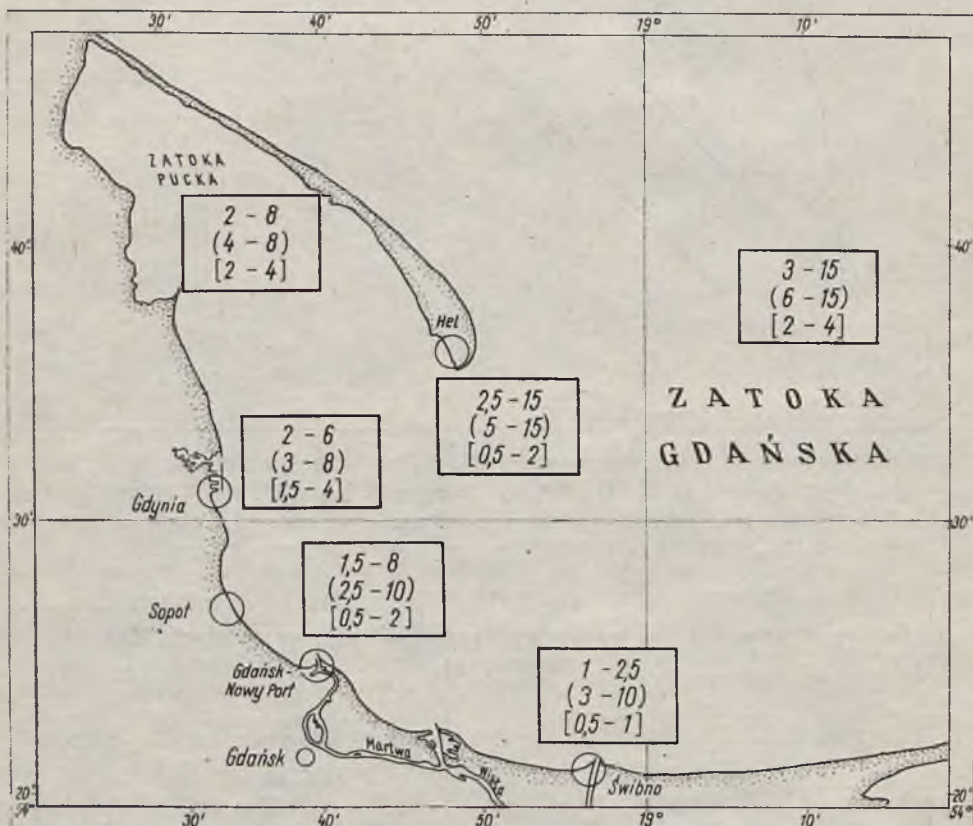
3. Zasięg detekcji i rozmycie konturów obrazu w wodach Zatoki Gdańskiej

O zasięgu detekcji obrazu w wodzie morskiej głównie decyduje transmisja kontrastu, a więc przede wszystkim określające tę transmisję współczynniki osłabiania światła. Aby jednoznacznie określić zasięg detekcji obrazu w wodzie konieczne są pewne wstępne założenia dotyczące obserwowanego obiektu i detektora obrazu. Przede wszystkim należy przyjąć lub określić próg czułości kontrastu stosowanego detektora. Jeśli przyjmujemy, że detektorem obrazu jest oko ludzkie, to próg ten wynosi około 0,02 (Briggs i Hatchett 1965). Następnie wygodnie jest uniezależnić pojęcie zasięgu od wartości kontrastu rzeczywistego. Najłatwiej jest w tym celu przyjąć, że obserwowany obiekt stanowi doskonale czarna tarcza, dla której kontrast rzeczywisty wynosi -1 . Dodatkowe założenia upraszczające to przyjęcie poziomo uwarstwionego modelu mas wodnych oraz ograniczenie się do obserwacji w kierunku poziomym. Przy takich założeniach wyrażenie (1.17) na zasięg detekcji r_m przyjmuje postać:

$$r_m = \frac{1}{c(z)} \ln 50 \approx \frac{4}{c(z)}, \quad (2.1)$$

gdzie $c(z)$ jest jak poprzednio rzeczywistym współczynnikiem osłabiania światła.

Dla określenia tak wyrażonego zasięgu detekcji (dla oka ludzkiego zwanego dalej w skrócie zasięgiem widzenia) wystarczająca jest więc znajomość całkowitego współczynnika osłabiania światła.



Ryc. 27. Przedziały poziomych zasięgów widzenia czarnej tarczy najczęściej spotykanych w Zatoce Gdańskiej. Cyfry bez nawiasów oznaczają zasięgi r_m [m] w warstwie powierzchniowej ($z = 0 \div 2$ m), cyfry w nawiasach zwykłych — zasięgi w warstwie przydennej ($0 \div 2$ m nad dnem), cyfry w nawiasach kwadratowych — zasięgi w warstwie powierzchniowej podczas wiosennych spływów Wisły. Część danych wzięto z pracy Dery (1965)

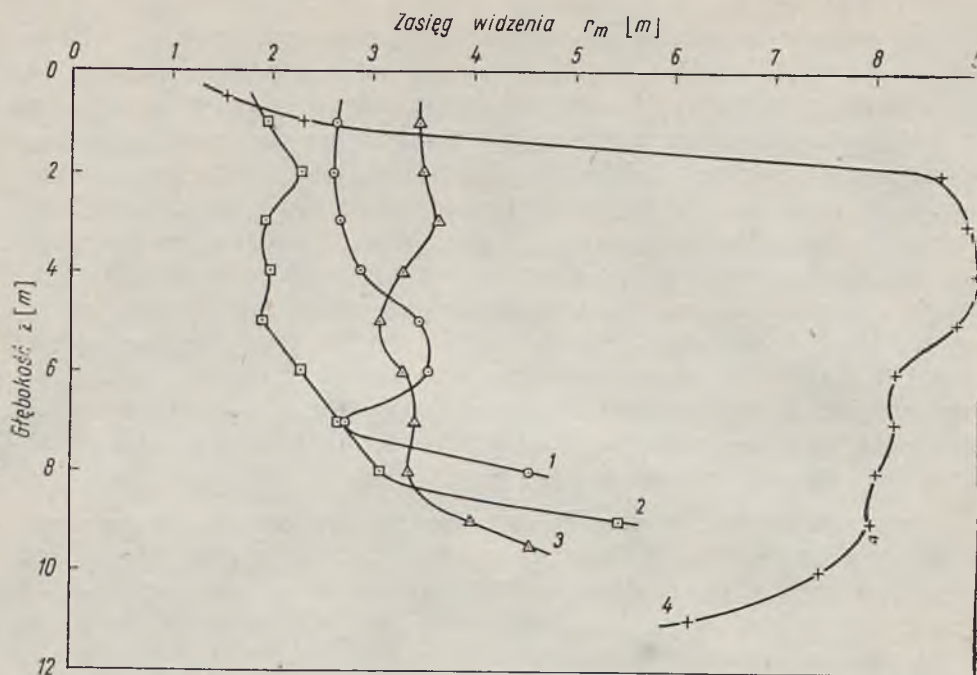
Fig. 27. The limits of the horizontal visibility range of the black target most frequently met in the Gulf of Gdańsk. Figures without parenthesis indicate ranges r_m [m] in the surface layer ($z = 0 \div 2$ m), figures in parenthesis — ranges in the bottom layer ($0 \div 2$ m above the bottom), figures in square parenthesis — ranges in the surface layer during the spring flow of the Vistula. Some of the data have been taken from Dera (1965)

Ze względu na wielką różnorodność czasowo-przestrzenną spotykanych w Zatoce Gdańskiej wartości współczynnika osłabiania niemożliwe jest podanie określonych dla danych miejsc wartości zasięgów widzenia. Na podstawie licznych pomiarów prowadzonych na przestrzeni kilku lat zarówno przez autora, jak i innych (Dera 1965, 1967, 1971; Dera i Bojanowski 1966; Dera i Olszewski 1967) opracowano mapkę najczęściej spotykanych przedziałów poziomych zasięgów widzenia czarnej tarczy w kilku rejonach Zatoki (ryc. 27). Zasięg widzenia jasnych obiektów, o dużym dodatnim kontraście rzeczywistym będzie oczywiście odpowiednio większy, zależnie od wartości C_0 . Jednak w Zatoce Gdańskiej, poniżej głębokości 1 m, nawet dla bardzo jasnych, matowych obiektów nie zaobserwowano wartości kontrastu rzeczywistego większych niż 30. Zasięg widzenia takich obiektów nie może więc, zgodnie z definicją (1.17), przewyższać zasięgu określonego dla czarnej tarczy o więcej niż 85%.

Należy zauważyć, że szczególnie silne zmiany czasowe zasięgu widzenia, zależne głównie od kierunku i siły wiatru, występują w rejonach objętych bezpośrednim wpływem Wisły, zwłaszcza w okresach wiosennych spływów wód. W rejonie ujścia Wisły charakterystyczny jest ostry i duży skok przezroczystości wody na granicy nurtu brudnych wód wiślanych i znacznie czystszej wody morskiej. Powoduje to wyraźny wzrost zasięgu widzenia na większych głębokościach, przy czym blisko dna zasięg ten nieco spada na skutek obecności także w tej warstwie rumowiska unoszonego przez Wisłę (ryc. 28). Inaczej sytuacja wygląda w rejonach Zatoki bardziej oddalonych od ujścia Wisły. Zasięg widzenia w tych rejonach także nieco rośnie wraz z głębokością, lecz wzrost ten jest znacznie mniejszy i łagodniejszy niż przy ujściu (ryc. 28). Zaobserwowano tam też niejednokrotnie, w spokojnych warunkach hydrodynamicznych, wyraźny wzrost zasięgu widzenia w pobliżu dna, co może być spowodowane występowaniem chłodnych prądów niosących czystą wodę z otwartego morza.

Ilustracją powyższych stwierdzeń oraz przykładem zmienności warunków widzialności w Zatoce są krzywe pokazane na ryc. 28. Przedstawiają one pionowe rozkłady zasięgu widzenia mierzone w krótkich odstępach czasu w kilku położonych blisko siebie miejscach w rejonie Gdyni, a więc stosunkowo daleko od ujścia Wisły. Dla porównania przytoczono też obliczony na podstawie danych z pracy Dery (1965) pionowy profil zasięgu widzenia w rejonie ujścia Wisły (krzywa 4), na którym wyraźnie zarysowują się granice wody czystszej i brudnej.

Obok omówionego powyżej zasięgu widzenia ważna dla oceny warunków widzialności jest znajomość rozmycia konturów obrazu spowodowanego wielokrotnym rozpraszaniem światła. W celu uzyskania infor-



Ryc. 28. Poziome zasięgi widzenia czarnej tarczy r_m w funkcji głębokości z w Zatoce Gdańskiej: 1 — 31 VII 1970, φ 54°30'6, λ 18°34'4; 2 — 31 VII 1970, φ 54°27'5, λ 18°37'0; 3 — 1 VIII 1970, φ 54°30'2, λ 18°34'6; 4 — 26 VII 1962, φ 54°22'2, λ 18°56'2

Fig. 28. Horizontal visibility ranges of black target r_m as a function of depth z in the Gulf of Gdańsk: 1 — 31 VII 1970, φ 54°30'6, λ 18°34'4; 2 — 31 VII 1970, φ 54°27'5, λ 18°37'0; 3 — 1 VIII 1970, φ 54°30'2, λ 18°34'6, 4 — from Dera (1965) — 26 VII 1962, φ 54°22'2, λ 18°56'2

macji dotyczących takiego rozmycia wykonano w kilku miejscach Zatoki Gdańskiej serię zdjęć podwodnych tarczy testowej (ryc. 16) pomalowanej w czarno-białe pasy o zakresie częstotliwości przestrzennych od 10 par pasów na metr do 200 par pasów na metr. Jako parametr ujmujący ilościowo rozmycie konturów obrazu i dający się bezpośrednio określić z analizy zdjęć wybrano tzw. częstotliwość odcięcia, czyli taką częstotliwość graniczną czarno-białych pasów, powyżej której rozróżnienie pasów jest niemożliwe. Ze względu na duże błędy wnoszone przez stosowaną tutaj technikę fotograficzną nie przeliczano zmierzonych wartości tego parametru na parametry funkcji przenoszenia. Pokazane niżej zależności należy zatem traktować jedynie jako orientacyjną informację o spotykanych w Zatoce Gdańskiej wartościach częstotliwości odcięcia i jej związku z optycznymi właściwościami wody, wyrażonymi tu przez całkowity współczynnik osłabiania światła.

W tabeli 1 przedstawiono wartości zasięgów widzenia i odpowia-

jące im wartości częstotliwości odcięcia, zaobserwowane w ciągu jednego dnia w punktach pomiarowych zaznaczonych na mapie (ryc. 17).

Tabela 1

Zasięg widzenia i częstotliwości odcięcia zaobserwowane w Zatoce Gdańskiej na głębokości 3 m w dniu 20 VIII 1971 r.
Visibility range and cut frequency observed on 20 VIII 1971 in Bulf of Gdańsk at depth of 3 m

Punkt pomiarowy Measuring point	Zasięg widzenia w [m] Visibility range m	Częstotliwość odcięcia Cut frequency wg[rd-1]	
		w odległości 1,2 m od tarczy at distance of 1,2 m from target	w odległości 2 m od tarczy at distance of 2 m from target
3	2,35	230	—
5	2,60	—	226
6	1,95	39	—
7	2,85	—	316
8	2,35	230	—
9	3,18	—	—
10	2,50	310	163
11	2,60	—	226

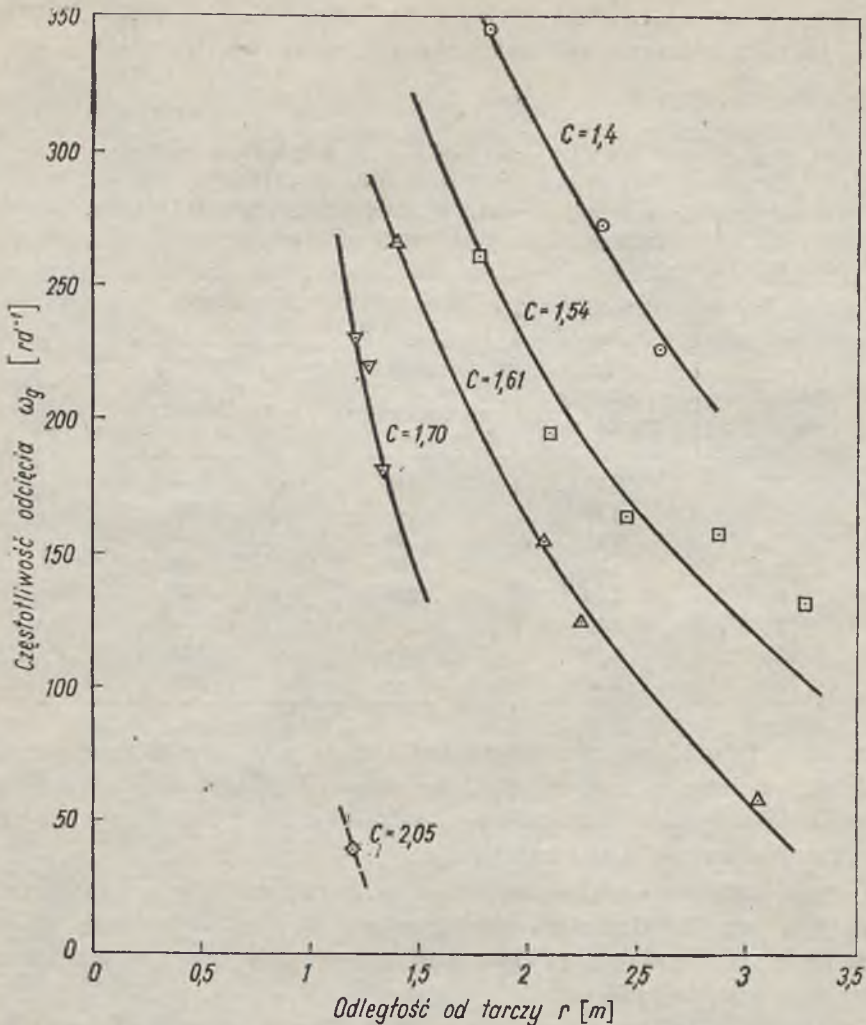
Uzupełnieniem tab. 1 jest ryc. 29 pokazująca, w jaki sposób zmienia się częstotliwość odcięcia w zależności od zwiększania odległości obserwatora od tarczy. Udało się przy tym pokazać te zmiany dla kilku różnych wartości współczynnika osłabiania światła.

Przy wszystkich niedokładnościach stosowanej metody pomiaru niewątpliwym jest tutaj bardzo silny spadek częstotliwości odcięcia ze wzrostem odległości obserwacji i równie silny jej spadek wraz ze wzrostem współczynnika osłabiania światła.

III. WYKORZYSTANIE ZJAWISKA POLARYZACJI ŚWIATŁA DO POPRAWY KONTRASTU OBRAZU W WODZIE MORSKIEJ

1. Krótki przegląd metod podwodnej poprawy widzialności

Wspólną cechą wszystkich stosowanych metod poprawy warunków widzialności w wodzie jest dążenie do redukcji radiacji tła w stosunku do radiacji pochodzącej od obserwowanego obiektu. Prowadzi to do wzrostu pozornego kontrastu odbieranego przez detektor, a tym samym do



Ryc. 29. Zmiany częstotliwości odcięcia ω_g w funkcji odległości obserwacji r przy różnych wartościach współczynnika osłabienia światła c [m^{-1}]

Fig. 29. Changes of cut frequency ω_g as a function observation distance r , at different values of beam attenuation coefficient c [m^{-1}]

wzrostu zasięgu detekcji obrazu. Jak dotąd skutecznymi metodami są jedynie metody wykorzystujące sztuczne źródła oświetlenia bądź też detektory elektroniczno-optyczne o dużej elastyczności parametrów (Edgerton i Hoadley 1955; Richter 1960; Rebikoff i Chernely 1965; Briggs i Hatchett 1965). Żadna z tych metod nie prowadzi jednak do wyraźnego zmniejszenia rozmycia konturów obrazu, spowodowanego wielokrotnym

rozpraszaniem do przodu promieni biegnących od obiektu do obserwatora.

Jednym z nielicznych sposobów poprawy zasięgu detekcji obrazu w warunkach oświetlenia naturalnego jest zwiększanie czułości kontrastu stosowanego odbiornika (Briggs i Hatchett 1965). Praktycznie obecnie jest to możliwe tylko przy użyciu kamer telewizyjnych, gdzie istnieje możliwość ciągłej kontroli i dopasowywania punktu pracy układu do aktualnego panującego w wodzie poziomu oświetlenia. Zwiększenie czułości kontrastu w wypadku urządzeń telewizyjnych oznacza zwiększenie różnic sygnałów napięciowych wizji w stosunku do powodujących je różnic wartości radiacji docierających do kamery. Powoduje to uwydatnienie tych ostatnich na ekranie odbiornika, dając efekt analogiczny z faktyczną poprawą kontrastu docierającego do kamery. Wzrasta przy tym progowa czułość kontrastu odbiornika i tym samym wzrasta zasięg detekcji. Zwiększenie czułości kontrastu nie oznacza jednak zwiększania krańcowej rozpiętości sygnałów wizji, czego efektem jest zawężanie zakresu przyjmowanych radiacji. Stwarza to konieczność ciągłego przesuwania tego zakresu, tak aby obejmował interesujące nas wartości radiacji. Istotne jest też zachowanie jednorodności oświetlenia obiektu, gdyż wszelkie niejednorodności są silnie uwypuklane na ekranie odbiornika. W praktyce możliwe jest zwiększenie tym sposobem czułości kontrastu do granicy odpowiadającej prawie dwukrotnemu wzrostowi zasięgu detekcji obrazu w porównaniu z zasięgiem dla wzroku ludzkiego.

Stosowanie sztucznych źródeł światła i odpowiednich detektorów umożliwia przede wszystkim dopasowanie spektralnych charakterystyk źródła światła i odbiornika do właściwości optycznych wody (Chesterman i Collins 1952; May i Cords 1961; Briggs i Hatchett 1965; Seahorse 1967). Dopasowanie może polegać na wyborze takiego pasma w widmie światła widzialnego, dla którego kontrast rzeczywisty obserwowanego obiektu jest największy. Na ogół jednak chodzi tu o wybór pasma, w którym największą wartość osiąga transmisja kontrastu zależna bezpośrednio od współczynników osłabiania światła (Dera i Olszewski 1969). W wodzie morskiej odpowiada to zakresowi długości fal od 470 do 550 nm. Zastosowanie źródła emitującego monochromatyczne promieniowanie w tym przedziale widma przy odpowiedniej czułości odbiornika może dać, poza dużą oszczędnością energii, kilkakrotny wzrost zasięgu detekcji w stosunku do obserwacji w świetle białym.

Dalszą istotną sprawą przy stosowaniu sztucznego oświetlenia jest zachowanie odpowiedniej geometrii obserwacji (Szymborski i Zubrzycki 1953; Briggs i Hatchett 1965; Marquedant i Hodara 1968; Dera i Olszewski 1969). Chodzi tu głównie o zmniejszenie i jak najdalsze odsunięcie od obserwatora widzianej przez niego bezpośrednio oświetlonej objętości

ośrodka. Rozproszone w kierunku obserwatora promieniowanie tła jest wówczas znacznie zredukowane dzięki zmniejszeniu rozpraszającej objętości i osłabione dzięki oddzieleniu jej od obserwatora warstwą nie oświetlonej bezpośrednio wody. Wymaga to na ogół umieszczenia źródła światła w pobliżu obserwowanego obiektu i zachowania dość dużej odległości między źródłem światła a odbiornikiem. Jeśli chcemy, aby źródło światła znajdowało się w pobliżu odbiornika, to konieczne jest zastosowanie dobrze skolimowanego źródła i odbiornika o wąskim kącie widzenia, tak aby pole widzenia odbiornika mogło pokrywać się z oświetlającą wiązką dopiero w pobliżu obserwowanego obiektu. Aby rozszerzyć pole widzenia takiego układu konieczne jest przesuwanie pola widzenia odbiornika wzdłuż obserwowanej powierzchni, synchronicznie z ruchem wiązki oświetlającej kolejne fragmenty tej powierzchni. Spełnienie warunków właściwej geometrii układu „źródło światła — obiekt — odbiornik” umożliwia wzrost kontrastu obrazu o 2—3 rzędy wielkości w stosunku do obserwacji w świetle naturalnym.

Najskuteczniejszym sposobem poprawy widzialności w wodzie, umożliwiającym prawie całkowitą redukcję tła, jest tzw. bramkowanie zasięgu (Briggs i Hatchett 1965; Marquedant i Hodara 1968; Kerpchar i Immarco 1969). Redukcja rozproszonego światła następuje tu przez impulsowe przyjmowanie sygnałów świetlnych przychodzących wyłącznie z określonej odległości. Konieczne jest w tym celu stosowanie źródła bardzo krótkich impulsów światła oświetlającego obiekt i odpowiednio zsynchronizowanego z tym źródłem impulsowo pracującego odbiornika. Odbiornik pracuje tylko w krótkich odcinkach czasu, odpowiadających momentom docierania do niego impulsów światła odbitego od obiektu. Tym samym odrzucane jest wcześniej przychodzące promieniowanie rozproszone. Odległość obserwacji zależy od czasu pomiędzy wysłaniem impulsu a otwarciem przesłony odbiornika. Przy odległościach rzędu kilkudziesięciu metrów czas ten powinien być rzędu kilkuset nanosekund. Ponieważ głębokość pola widzenia jest na ogół rzędu 1,5—3 m, więc czasy trwania impulsu świetlnego i otwarcia przesłony odbiornika muszą być rzędu 10—20 ns. Źródłami tak krótkich impulsów światła mogą być lasery lub lampy wodorowe z odpowiednim układem impulsowym (Kerpchar i Immarco 1969). Migawki odbiorników natomiast muszą być oparte na impulsowych układach elektronowo-optycznych (Kerpchar i Immarco 1969). Zastosowanie tej metody umożliwia poprawę kontrastu o 3—4 rzędy wielkości w porównaniu z kontrastem obserwowanym w świetle naturalnym.

2. Polaryzacyjna metoda poprawy kontrastu w wodzie

Polaryzacyjna metoda poprawy warunków widzialności podwodnej (Schurcliff i Ballard 1964; Gilbert i Pernicka 1967; Marquedant i Hodara 1968; Olszewski 1971) jest nieco mniej skuteczna od metod omówionych wyżej, wydaje się jednak najprostsza i najbardziej ekonomiczna. Ze względu na swą prostotę może ona mieć duże znaczenie praktyczne, zwłaszcza w połączeniu z odpowiednim dla danego zbiornika wodnego dobozem spektralnych charakterystyk źródła światła i odbiornika. Ogólna zasada metody sprowadza się do wykorzystania różnic stopni polaryzacji radiacji pozornej obiektu (${}_tL_r$) i radiacji pozornej tła wodnego (${}_bL_r$). Jeśli różnice takie istnieją, to przez zastosowanie odpowiednio zorientowanego filtra polaryzacyjnego (analyzera), umieszczonego na wejściu odbiornika, można uzyskać redukcję tła i poprawę kontrastu otrzymanego obrazu.

Na podstawie definicji kontrastu pozornego (1.11) i po uwzględnieniu znanych zależności natężenia światła spolaryzowanego przepuszczanego przez analyzer, od orientacji analyzera (prawo Malusa), można otrzymać wyrażenie określające zmianę kontrastu po zastosowaniu analyzera (Rozenberg 1969):

$$C_{rw} = \gamma C_r + \gamma - 1, \quad (3.1)$$

$$\text{gdzie: } \gamma = \frac{1 + p_t \cos 2(\psi - \psi_t)}{1 + p_b \cos 2\psi}, \quad (3.2)$$

C_{rw} — kontrast pozorny obiektu w odległości r od płaszczyzny obiektu mierzony poprzez analyzer skręcony o kąt ψ względem płaszczyzny polaryzacji radiacji pozornej tła, C_r — kontrast pozorny obiektu w takiej samej odległości mierzony bez analyzera, p_t — stopień polaryzacji radiacji pozornej obiektu (${}_tL_r$) w odległości r od obiektu, p_b — stopień polaryzacji radiacji pozornej tła (${}_bL_r$) w takiej samej odległości, ψ_t — kąt skręcenia płaszczyzny polaryzacji radiacji pozornej obiektu względem płaszczyzny polaryzacji tła.

Przy obserwacji zanurzonych w wodzie obiektów nie emitujących własnego światła na ogół płaszczyzna polaryzacji radiacji tła pokrywa się z płaszczyzną polaryzacji radiacji powierzchni obiektu ($\psi_t = 0$), a największe wartości γ występują przy ustawieniu analyzera na minimum przepuszczalności radiacji tła ($\psi = \frac{\Pi}{2}$). Wtedy wzór (3.2) upraszcza się do postaci:

$$\gamma = \frac{1 - p_t}{1 - p_b}. \quad (3.3)$$

Czasem korzystniej jest ustawić analyzer na maksimum radiacji

tła ($\psi = 0$), efekty są wtedy jednak bardzo ograniczone i ten przypadek będzie rozważany tylko marginesowo.

Z zależności (3.1) widać, że poprawę kontrastu dodatniego ($0 < C_r < \infty$) można uzyskać zawsze dla $\gamma > 1$, a poprawa kontrastu ujemnego ($-1 < C_r < 0$) jest możliwa dla $\gamma < 1$. Współczynnik γ musi być jednak wyznaczony bezpośrednio w wodzie, w konkretnym układzie: źródło światła—obiekt—odbiornik. Z tej przyczyny wygodniej jest wprowadzić inny współczynnik, który można z wystarczającym przybliżeniem określić przez niezależne badanie depolaryzacyjnych właściwości powierzchni obiektu i tła wodnego: $\gamma_o = \frac{1 + p_{to} \cos 2(\psi - \psi_t)}{1 + p_b \cos 2\psi}$, (3.4) co przy założeniach analogicznych jak przy wyprowadzaniu wzoru (3.3) upraszcza się do postaci:

$$\gamma_o = \frac{1 - p_{to}}{1 - p_b}, \quad (3.4a)$$

gdzie: p_{to} oznacza stopień polaryzacji radiacji rzeczywistej tarczy.

W obecnej pracy stwierdzono doświadczalnie, że stopień polaryzacji radiacji pochodzącej z dowolnego źródła umieszczonego w wodzie praktycznie niewiele zmienia się ze wzrostem odległości od tego źródła. W tej sytuacji znajomość γ_o powinna wystarczyć do przewidywania możliwej poprawy kontrastu, jeśli tylko można znaleźć związek między γ a γ_o .

W celu znalezienia zależności γ od γ_o trzeba ustalić współzależność pomiędzy stopniami polaryzacji p_t i p_{to} . Te ostatnie dwie wielkości różnią się, ponieważ radiacja pozorna obiektu (${}_tL_r$), której odpowiada p_t

składa się z osłabionej na drodze r radiacji rzeczywistej obiektu (${}_tL_r^o$) i z radiacji tła zawartego między obiektem a odbiornikiem (${}_bL_r^o$). Jeżeli oznaczymy przez $m = \frac{{}_bL_r^o}{{}_tL_r}$ ($0 \leq m \leq 1$), udział radiacji tła zawartego między obiektem a odbiornikiem w całkowitej radiacji tła, to można wyliczyć p_{to} :

$$p_{to} = \frac{(C_r + 1) p_t - m p_b}{C_r + 1 - m}, \quad (3.5)$$

a następnie γ :

$$\gamma = \gamma_o \frac{C_r + 1 - m}{C_r + 1} + \frac{m}{C_r + 1}. \quad (3.6)$$

Po wstawieniu (3.6) do (3.1) otrzymamy:

$$C_{wr} = \gamma_o (C_r + 1 - m) + m - 1. \quad (3.7)$$

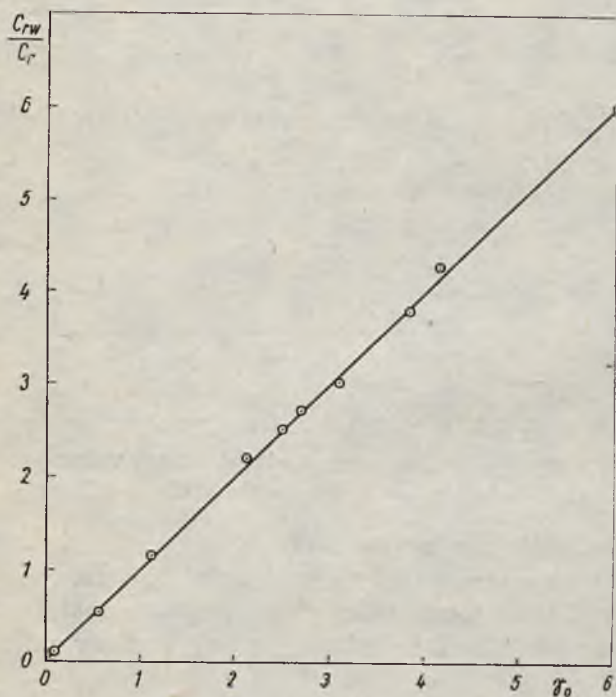
Dla obiektów o dużej wartości kontrastu rzeczywistego C_o spełniony będzie na ogół warunek 1. $m \approx 1$ (obiekt daleko od odbiornika) albo

2. $C_r \gg 1$ (obiekt blisko odbiornika). W jednym i drugim wypadku wzór (3.7) upraszcza się do postaci:

$$\frac{C_{rw}}{C_r} \approx \gamma_0, \quad (3.8)$$

czyli wartość γ_0 określa bezpośrednio stopień poprawy kontrastu.

Zmierzone wartości stosunku $\frac{C_{rw}}{C_r}$ dla różnych tarcz testowych o dużym C_0 w funkcji wyznaczanych niezależnie wartości γ_0 ilustruje ryc. 30. Zgodność przedstawionych na rycinie wyników z przebiegiem zależności (3.8) wynika głównie ze spełnienia warunków: $m \approx 1$ lub $C_r \gg 1$. W wypadkach, gdy warunki te nie są spełnione konieczna jest przynaj-



Ryc. 30. Zależność stopnia poprawy kontrastu C_{rw}/C_r od polaryzacyjnych właściwości powierzchni tarczy i tła wyrażonych przez współczynnik γ_0 (dla tarcz o dużym kontraście rzeczywistym C_0), (Olszewski 1971)

Fig. 30. Dependence of the degree of contrast improvement C_{rw}/C_r on the polarizing properties of the target surface and the water background (expressed by coefficient γ_0) — for those targets having a high inherent contrast C_0 (Olszewski 1971)

mniej szacunkowa znajomość wartości m , możliwa w niektórych sytuacjach. W wypadku, gdy oświetlenie drogi obserwacji jest jednorodne (np. pozioma obserwacja w naturalnym polu świetlnym w morzu): ${}_bL_r = {}_bL_r - {}_bL_r e^{-cr}$

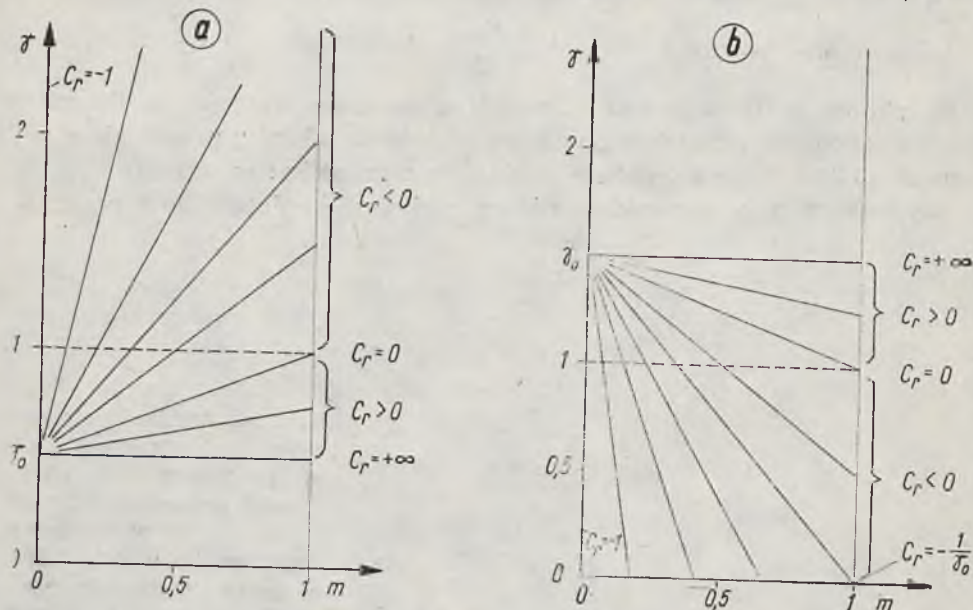
i m wyrazi się wzorem:

$$m \approx 1 - e^{-cr} \quad (3.9)$$

W wypadku, gdy obserwacja odbywa się wzdłuż kierunku równoległej wiązki oświetlającej (Briggs i Hutchett 1965):

$$m \approx 1 - e^{-2cr} \quad (3.10)$$

Znajomość wartości m jest szczególnie potrzebna przy badaniu kontrastu ujemnego. Wtedy m musi być mniejsza od jedności i dla oceny poprawy kontrastu trzeba się posługiwać wzorem (3.7) lub (3.1). Rycina 31 ilustruje zależność γ od m dla różnych wartości kontrastu C_r . Na rycinie



Ryc. 31. Zależność współczynnika γ od stosunku $m = {}_bL_r^0 / {}_bL_r$, dla różnych wartości kontrastu pozornego C_r : a) $\gamma_0 < 1$, b) $\gamma_0 > 1$. (Olszewski 1971)

Fig. 31. Dependence of coefficient γ on relation $m = {}_bL_r^0 / {}_bL_r$ for different values of apparent contrast C_r : a) $\gamma_0 < 1$, b) $\gamma_0 > 1$ (Olszewski 1971)

widać, że tylko dla kontrastu dodatniego zawsze niezależnie od m , $\gamma_0 > 1$ oznacza poprawę kontrastu. Dla kontrastu ujemnego może zajść sytuacja, w której dla $\gamma_0 < 1$ będzie $\gamma < 1$, co spowoduje pewną poprawę takiego kontrastu. Może też się zdarzyć, że dla $\gamma_0 > 1$ będzie $\gamma > 1$ i wtedy poprawa kontrastu ujemnego jest niemożliwa.

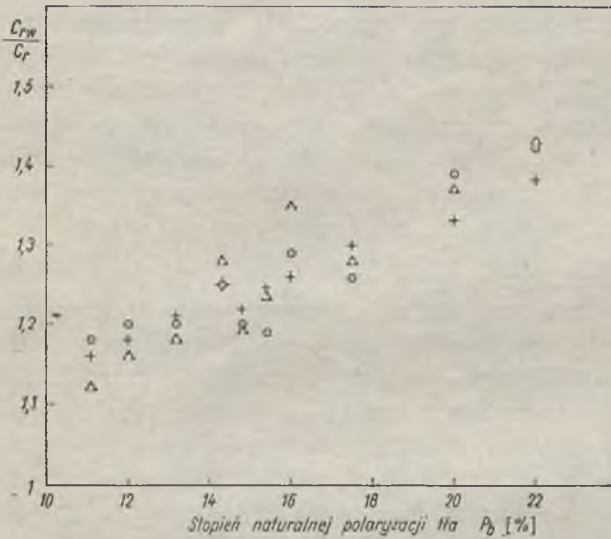
Naturalne światło w morzu jest zawsze częściowo spolaryzowane w wyniku rozpraszania na molekułach wody i zawiesinach morskich (Walterman i Westell 1956; Pawłow 1961; Timofiejewa 1962 ab; Pawłow i Grechusznikow 1966). Stopień tej polaryzacji jest największy w kierunku prostopadłym do kierunku maksymalnej radiacji naturalnej. Na większych głębokościach (w polu granicznym) jest on więc największy w kierunku poziomym i wyraża się wzorem (Tyler 1963; Jerlov 1968):

$$p = \frac{K_{\infty}^2}{c^2}, \quad (3.11)$$

gdzie: K^∞ — graniczna wartość współczynnika dyfuzyjnego osłabiania radiacji lub oświetlenia.

Stopień tej naturalnej polaryzacji można uznać za stopień polaryzacji tła p_b . Nie zaobserwowano jednak nigdzie w naturze wartości p_b większych niż 60%, a wartości najczęściej spotykane wynoszą 10—40% (Tyler 1963; Kajgorodow 1967; Jerlov 1968; Neuymin 1969). Stopień polaryzacji radiacji powierzchni różnych obiektów podwodnych p_{t_0} jest na ogół mniejszy i w najkorzystniejszym dla widzialności wypadku może być równy 0%.

Przy tak małym stopniu polaryzacji tła p_b i małych różnicach między p_b a p_{t_0} współczynnik wzrostu kontrastu γ_0 zgodnie z definicją (3.4) będzie wynosił 1,1—1,7 i w zasadzie w naturalnych warunkach w morzu nie należy się spodziewać większych jego wartości. Na ryc. 32 przedsta-



Ryc. 32. Zależność stopnia poprawy kontrastu C_{rw}/C_r obserwowanego w kierunku poziomym w naturalnym polu świetlnym w morzu, od stopnia naturalnej polaryzacji tła P_b : 31 VI 1970, pp. 3, $z = 1-4$ m, $c = 1,0$ m⁻¹. ○ — $m \approx 0,4$, △ — $m \approx 0,8$, + — obliczone z równania (3.7) dla $m = 0,8$, (Olszewski 1971)

Fig. 32. Relationship between the degree of contrast improvement C_{rw}/C_r and the degree of natural background polarization P_b : 31 VI 1970, mp. 3, $c = 1.0$ m⁻¹, observation in

a horizontal direction in a natural light field at depths $z = 1 \div 4$ m, ○ — $m \approx 0,4$, △ — $m \approx 0,8$, + — calculated from eq. (3.7) (Olszewski 1971)

wiono wartości stopnia poprawy kontrastu $\frac{C_{rw}}{C_r}$ mierzone w kierunku poziomym w naturalnym polu świetlnym w morzu przy różnych zaobserwowanych stopniach naturalnej polaryzacji tła p_b . Pokazane wyniki zebrano przy obserwacji tarcz testowych charakteryzujących się wartościami $p_{t_0} \approx 0$, $C_0 \approx 2-4$, przy dwóch wartościach m (0,4 i 0,8) obliczonych

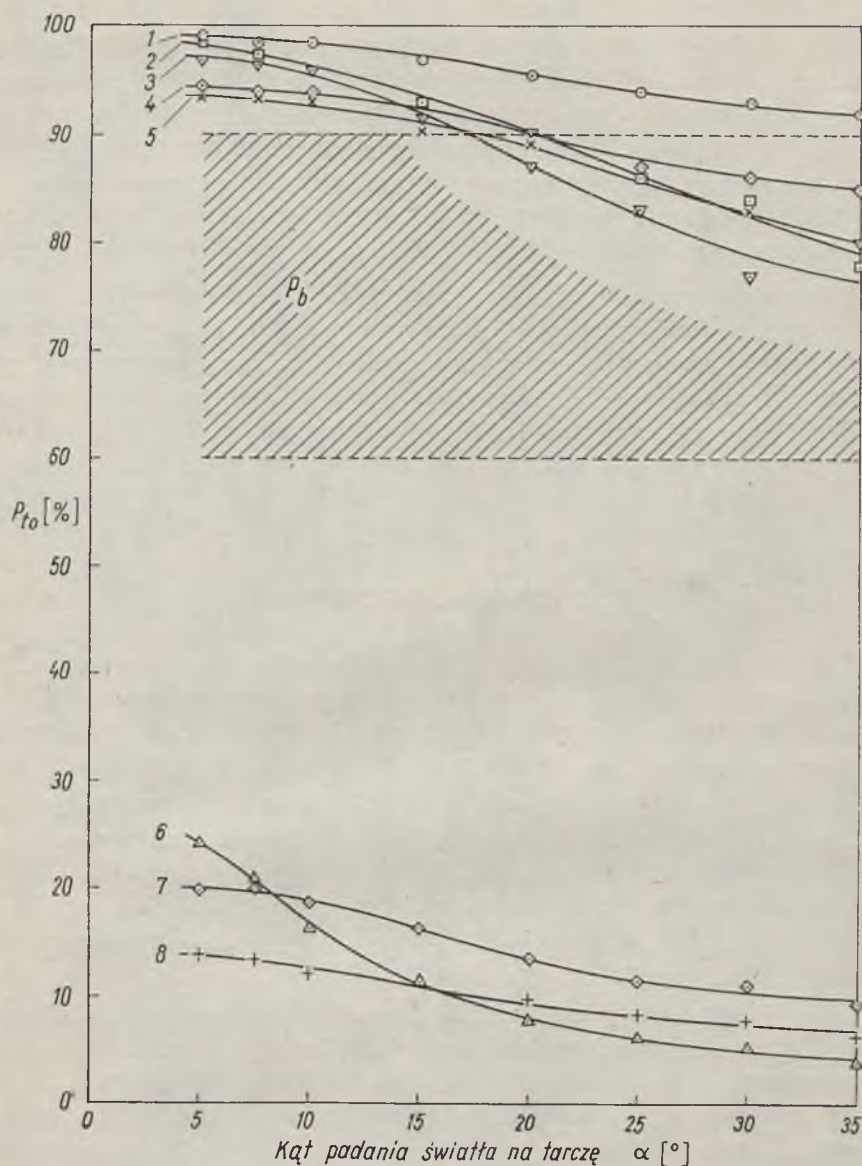
ze wzoru (3.9). Należy podkreślić, że wyniki te są tylko orientacyjną ilustracją zależności funkcyjnej $\frac{C_{TW}}{C_r}$ od p_b , ponieważ stopień poprawy kontrastu zależy tu między innymi od wartości C_r (patrz wzór 3.7).

Zwiększenie różnic stopni polaryzacji radiacji tła i powierzchni obiektu możliwe jest przy zastosowaniu sztucznego oświetlenia światłem spolaryzowanym. W praktycznie stosowanej w tym celu geometrii układu źródła światła i odbiornika, kąt obserwacji oświetlającej wiązki i kąt jej padania na powierzchnię obiektu najczęściej nie przekraczają 30° . W obecnej pracy stwierdzono doświadczalnie, że stopień polaryzacji zarówno radiacji tła, jak i radiacji obiektu niewiele wówczas zależy od tych kątów. Zależy on natomiast wyraźnie od optycznych właściwości ośrodka i od rodzaju obserwowanej powierzchni.

Zależność stopnia polaryzacji tła wodnego od właściwości optycznych ośrodka wyraża się spadkiem stopnia polaryzacji tła ze wzrostem prawdopodobieństwa wstecznego rozproszenia kwantu (albo współczynnika odbicia dyfuzyjnego): $\Lambda_b = b_b / (a + b_b)$ (a — współczynnik absorpcji, b_b — współczynnik rozpraszania wstecznego), co związane jest ze wzrostem depolaryzacji światła przy wzroście liczby aktów rozpraszania w ośrodku (Neuymyn 1969). Zależność ta w świetle uzyskanych wyników wydaje się słuszna także dla powierzchni badanych tarcz testowych.

Tło w wodach o różnym stopniu zmętnienia wykazuje wartości p_b w granicach 60—90%, natomiast wartości p_{t_0} zaobserwowane dla różnych tarcz testowych zmieniają się znacznie silniej, jak to ilustruje ryc. 33. Na rysunku tym można wyróżnić dwie grupy powierzchni. Pierwsza — to powierzchnie o dużych współczynnikach absorpcji (metale, czarne powierzchnie), które słabo depolaryzują światło (stopień polaryzacji światła odbitego p_{t_0} spada zaledwie do wartości około 90%). Druga — to powierzchnie absorbujące światło znacznie słabiej (białe dielektryki). Depolaryzują one światło odbite do wartości $p_{t_0} \approx 20\%$. Ponieważ stopień polaryzacji tła p_b , jak zaznaczono orientacyjnie na rycinie, leży pomiędzy tymi wartościami, to dla analizatora ustawionego na minimum przepuszczalności radiacji tła, γ_0 dla pierwszej grupy jest mniejsze od jedności, a dla drugiej większe od jedności, i na ogół tylko dla tych ostatnich powierzchni możliwe jest skuteczne stosowanie metody polaryzacyjnej dla poprawy kontrastu obrazu w wodzie. W tym wypadku można uzyskać zwiększenie kontrastu nawet o rząd wielkości.

Jeśli analizator jest ustawiony na maksimum radiacji tła, to sytuacja będzie odwrotna, wtedy jednak wobec wzoru (3.4) γ_0 musi być zawarte w przedziale (0,5—2), co ogranicza praktyczne efekty poprawy kontrastu.



Ryc. 33. Stopień polaryzacji P_{t_0} radiacji rzeczywistej różnych tarcz testowych w funkcji kąta padania spolaryzowanego światła na ich powierzchni: 1. mosiądz, 2. mosiądz, 3. grafit (czarny), 4. aluminium, 5. ebonit (czarny), 6. winidur (biały błyszczący), 7. winidur (biały matowy), 8. laminat (biały matowy), (Olszewski 1971)

Fig. 33. Degree of polarization P_{t_0} of the inherent radiance of different test targets as a function of the angle of polarized light incidence on their surfaces: 1. brass, 2. brass, 3. graphite black, 4. aluminium, 5. ebonite black, 6. plastic (white shiny), 7. plastic (white dull), 8. laminate (white dull), (Olszewski 1971)

Należy dodać, że nie stwierdzono istotnej zależności pomiędzy stopniem polaryzacji radiacji tła i tarczy a orientacją przestrzenną płaszczyzny polaryzacji światła wysyłanego przez źródło, jeśli tylko kąt padania wiązki światła na tarczę i kąt widzenia tej wiązki mieszczą się w podanych wyżej granicach, tj. nie przekraczają 30° . Dla poprawy kontrastu istotny jest tylko kąt skreślenia płaszczyzny polaryzacji analizatora względem płaszczyzny polaryzacji światła wysyłanego przez źródło.

Przedstawione wyniki pozwalają stwierdzić, że polaryzacyjna metoda poprawy jakości obrazu pod wodą daje najlepsze efekty przy stosowaniu sztucznych źródeł światła spolaryzowanego oraz przy obserwacji powierzchni o dużych współczynnikach dyfuzyjnego odbicia światła w wodach o małym stopniu zmętnienia. W wypadku spełnienia tych warunków możliwe jest zwiększenie kontrastu obrazu w wodzie morskiej o około jeden rząd wielkości.

IV. WNIOSKI KOŃCOWE

1. Widzialność pod wodą jest silnie ograniczona w stosunku do widzialności w powietrzu, co wynika z absorpcyjno-rozpraszających właściwości wody morskiej. Zjawiskiem najbardziej wpływającym na warunki widzialności podwodnej jest rozpraszanie światła na zawiesinach.

2. Silne rozpraszanie i absorpcja światła w morzu ograniczają maksymalny zasięg widzenia do około 100 m w najczystszych wodach (np. Morze Sargassowe i wschodnie część Morza Śródziemnego), do 20—50 m przeciętnie w oceanie, do kilkunastu metrów w wodach basenów półzamkniętych (np. Bałtyk) i do kilku metrów w wodach przybrzeżnych w strefach ujść dużych rzek (np. Zatoka Gdańska).

3. Jakość obrazu w morzu można przewidzieć i opisać na podstawie danych optycznych właściwości środowiska. Służą do tego celu funkcje optyczne takie, jak kontrast rzeczywisty, kontrast pozorny, transmisja kontrastu, zasięg detekcji obrazu (zasięg widzenia), modulacyjna funkcja przenoszenia i inne. Funkcje te silnie zależą od rozkładu pola światła w morzu i od współczynników oddziaływania światła z wodą morską.

4. Jakość i zasięg detekcji obrazów dużych obiektów podwodnych wyraża bezpośrednio kontrast pozorny, tj. obserwowany w odległości r od obiektu. Jest on iloczynem kontrastu rzeczywistego i transmisji kontrastu w ośrodku.

5. Kontrast rzeczywisty zależy głównie od współczynnika odbicia światła na obserwowanej powierzchni, od orientacji tej powierzchni w naturalnym polu światła, oraz od rozkładu tego pola, zależnego z kolei od

położenia słońca na niebie, stanu zachmurzenia nieba, stanu powierzchni morza itp. Największe wartości kontrastu rzeczywistego stwierdzono w powierzchniowej warstwie morza dla białych powierzchni obserwowanych w dni słoneczne, przy małych kątach padania promieni słonecznych na badaną powierzchnię.

6. Przy pewnych położeniach powierzchni obiektu w toni wodnej stwierdzono w obecnej pracy zanikanie i zmianę znaku kontrastu rzeczywistego w naturalnym polu świetlnym wynikające z przestrzennego rozkładu tego pola w morzu.

7. W górnej warstwie morza następuje spadek kontrastu rzeczywistego z głębokością aż do osiągnięcia pewnej wartości granicznej kontrastu zgodnie ze znalezionym wyrażeniem (1.34). Głębokość, na której wartość graniczna zostaje osiągnięta, jest tym większa, im większy jest wkład bezpośrednich promieni słonecznych w oświetlenie powierzchni morza i im mniejszy jest współczynnik rozpraszania światła w toni wodnej. W Zatoce Gdańskiej przy słonecznej pogodzie są to głębokości od kilkunastu do kilkudziesięciu metrów. Wartość graniczna kontrastu białych matowych powierzchni osiągana w wodach Zatoki na tych głębokościach jest na ogół rzędu jedności. Ogólne ilościowe ujęcie zagadnienia wymaga dalszych badań.

8. Transmisja kontrastu obrazu w kierunku poziomym zależy wyłącznie od rzeczywistego współczynnika osłabiania światła. W innych kierunkach zależy ona dodatkowo od współczynnika dyfuzyjnego osłabiania radiacji. W efekcie największa transmisja w naturalnym polu świetlnym w morzu odpowiada obserwacji prowadzonej pionowo w górę, a najmniejsza — obserwacji pionowo w dół.

9. Największy kontrast pozorny w pobliżu obiektu obserwuje się z kierunku, w którym również kontrast rzeczywisty jest największy. Największy kontrast pozorny daleko od obiektu obserwuje się natomiast z kierunku, w którym ma miejsce największa transmisja kontrastu.

10. Zasięg detekcji obrazu zależy bezpośrednio od kontrastu pozornego i jest największy w kierunku najlepszej transmisji kontrastu.

11. Główną przyczyną „rozmywania” szczegółów obrazu jest silne wielokrotne rozpraszanie światła w małe kąty wokół kierunku transmisji kontrastu. Taki charakter rozpraszania jest powszechnie występującą cechą wody morskiej i wynika z kształtu funkcji rozpraszania światła w morzu.

12. Wpływ właściwości optycznych wody morskiej na rozmycie szczegółów obrazu można opisać za pomocą modulacyjnej funkcji przenoszenia. Szczegółowa analiza tego wpływu wymaga jednak dalszych badań. Istotne byłoby między innymi doświadczenie przebadanie związku funkcji przenoszenia z objętościową funkcją rozpraszania. W obecnej pracy

stwierdzono doświadczalnie silny wzrost rozmycia szczegółów obrazu wraz ze wzrostem rzeczywistego współczynnika osłabiania światła i ze wzrostem odległości obserwacji.

13. W wodach przybrzeżnych, a szczególnie w pobliżu ujść dużych rzek występuje wielka czasowo-przestrzenna różnorodność warunków widzialności. W różnych punktach Zatoki Gdańskiej w ciągu kilkuletniej obserwacji stwierdzono rozpiętość zasięgów widzenia od 0,5 do 1,5 m. Niewiele mniejszy zakres zmian tych zasięgów obserwowano często w jednym miejscu na różnych głębokościach. Taka różnorodność zasięgów widzenia w Zatoce Gdańskiej jest głównie wynikiem ciągłego mieszania się mętnych wód Wisły ze stosunkowo czystą wodą morską oraz wpływu unoszonego z dna rumowiska.

14. Istnieje szereg metod poprawy warunków widzialności w wodzie. Najskuteczniejszą z nich jest metoda tzw. bramkowania zasięgu, teoretycznie umożliwiająca całkowitą redukcję tła.

15. Metodą zwiększania zasięgu widzialności o dużym znaczeniu praktycznym jest polaryzacyjna metoda redukcji tła. Najlepsze efekty daje ona przy obserwacji powierzchni o dużym współczynniku dyfuzyjnego odbicia światła. Kontrast obrazu może być wtedy zwiększony o jeden rząd wielkości.

J. OLSZEWSKI

Polish Academy of Sciences Institute of Geophysics, Marine Station — Sopot

AN ANALYSIS OF UNDERWATER VISIBILITY CONDITIONS IN THE SEA,
BASED ON THE EXAMPLE OF THE GULF OF GDAŃSK

Summary

In this paper, the influence of a natural light field and optical properties of sea water on the parameters of underwater visibility in the sea, are discussed theoretically and illustrated with results of experiments. Devices constructed for the investigations are described and the results obtained by using them are presented. Considerable attention is given to visibility conditions in coastal waters, taking the Gulf of Gdańsk as an example. A detailed analysis of the polarization method for enhancing the image contrast in the water is also presented, on the basis of the other methods of improving the image quality described. The main subject of the paper is contained in three chapters:

1. Analysis of the mechanism of image transmission in the sea,
2. Results of investigations of image contrast and image detection range in the Gulf of Gdańsk,
3. Utilization of the effect of light polarization for the improvement of image contrast in sea water.

In addition, there are the final conclusions, presented in Chapter 4, which sum up some important points of the above chapter. The individual chapters can be summarized as follows:

1. The difficulties connected with underwater visibility result from the absorptive and scattering properties of sea water. The absorption of light, due to its selectivity, disturbs visibility of colours, mainly. For this reason, sea water can be treated as a green-blue optical filter. In the presence of this property, all the following considerations are limited to the case of monochromatic light of such a wavelength for which the transmission of light in the sea is the best. The essential problem comprises the non-selective scattering of light by suspended matter, which strongly reduces image contrast (Duntley 1963). As a result, the range of visibility in the clearest water is not more than 100 m.

The transmission of radiance, creating an image in the water, depends on the optical properties of the medium represented by beam attenuation coefficient c , the diffuse attenuation coefficients of both radiance K_L and irradiance K , and the volume scattering function. The general dependence of radiance forming an image on the properties mentioned, in the form (1.9), results from the equation of radiative transfer (1.1) (Preisendorfer 1964), after taking into account dependences (1.2—1.8).

The basic parameters of image quality in the water are: inherent contrast C_o , defined by equation (1.10), apparent contrast C_r , defined by equation (1.11), and the ratio of apparent to inherent contrast, called the contrast transmission (see equation (1.12)). Assuming such a structure of the medium which assures the validity of dependences (1.13) and (1.14), the transmission of contrast in direction Θ (see

fig. 1), is described by equation (1.15), or, in a horizontal direction, by equation (1.16).

The parameter of considerable practical importance, is image detection range, defined in general by equation (1.17). All the parameters mentioned are functions of optical properties of the medium and of spatial distribution of radiance in the sea.

Inherent contrast of a dull white target in a suitably chosen system of co-ordinates (see fig. 2), after taking into consideration equations (1.18—1.21), can be described by equation (1.22) or (1.23 a, b), which express the dependence of inherent contrast on orientation of the target (described by \mathbf{n} vector, normal to the surface of the target) in the light field at the place of observation. A particularly strong dependence of contrast on the angle of incidence of sun rays on the target, results from these last relations. The contrast mainly reaches a maximum value with this angle at minimum (see fig. 3 a, b). The situation presented in fig. 3c is an exception. Where there is strong asymmetry of a natural light field (see fig. 4), inherent contrast vanishes with the target orientated \mathbf{n}_0 fulfilling dependence (1.26).

Change of inherent contrast with depth, is described in general, by relation (1.31). With assumptions (1.32) taking into account the asymptotic properties of a light field below a certain depth, we obtain the expression (1.34), describing maximum change of contrast with depth as a function of the difference between the mean diffuse attenuation coefficients of radiance and irradiance (see equation (1.33)). Depending on the sign of this difference, the inherent contrast decreases or increases with depth, according to (1.35) and it generally decreases until it reaches a constant value in an asymptotic light field.

Apparent contrast as a product of both inherent contrast and contrast transmission (defined by eq. (1.36) or (1.15)) reaches maximum value in a natural light field for the direction of observation \mathbf{n}_m , which fulfils dependence (1.37). For short distances, this direction is close to the direction of observation of maximum inherent contrast (vertical in the asymptotic field), for long distances — to the direction of the best contrast transmission (horizontal in the asymptotic field). Taking into account the relation (1.38) as a simplified model of inherent contrast distribution in the asymptotic light field, we can calculate from eq. (1.40) the direction of observation of maximum apparent contrast (see figs. 5 a, b) or from eq. (1.43) — the distance at which the apparent contrasts in vertical and horizontal directions are equal to each other.

Image detection range, expressed by eq. (1.17) has a maximum value in directions close to the direction of maximum contrast transmission.

The values discussed above, define the quality of the image of large objects, without taking into account the influence of multiple small angle light scattering on the resolution of image details. This influence can be expressed by the ratio of the Fourier transform of the function describing apparent image radiance to the Fourier transform of the function describing inherent object radiance, which is called the modulation transfer function (MTF). This function defines the contrast transferred by the water depending on image size and on inherent optical properties of the water. Its approximated form can be expressed by eq. (1.46). (Zaneveld and Beardsley 1969). The parameter ω_0 (defining the value of MTF) is a complicated function of inherent optical properties of the medium, which are illustrated in figs. 7a and 7b.

The collective influence of multiple scattering and attenuation of light, as well as properties of a natural light field, on the decreasing of the image contrast of the target with a sinusoidal distribution of inherent radiance (see fig. 8) is

expressed by two equations (1.57) or by their simplified forms (1.58) (see fig. 9a) and (1.59) (see fig. 9b). The difference between image contrast of the brightest and darkest parts of the target is expressed by eq. (1.53). Equations (1.60a) and (1.60b), results from this equation. Their solution determines the distance at which an image detector ceases to recognize the details of a given spatial frequency in the target mentioned, or asymptotic frequency which can be recognized under given conditions (the cut frequency).

2. Investigations of the contrast and image detection range in the Gulf of Gdańsk have been made by using a radiance meter, constructed in the Marine Station of the Polish Academy of Sciences. The diagram of the underwater part of this meter is presented in fig. 10 and its electronic circuit — in fig. 11. The sensitivity of the meter can be regulated by remote changes of the high voltage supplying the photomultiplier. The radiance meter worked in several measuring systems, individual versions of which are presented in figs. 12—15. Some of the measurements were made photographically using the test target shown in fig. 16.

The places in which the measurements were carried out over several years, correspond with the points marked in fig. 17. The investigated value was generally the inherent contrast of the dull white target, placed with its surface perpendicular to the horizontal direction of observation. The results of investigations of inherent contrast are shown in figs. 18—26.

Figs. 18, 19, 20 illustrate dependences of inherent contrast on the sun's altitude. A characteristic feature of these dependences is the maximum contrast observed at the sun's mean altitudes and the decline of the influence of the sun's altitude on the contrast with the increase in depth.

Figs. 21, 22, 23 illustrate the dependence of inherent contrast on the sun's azimuth. It was observed that the contrast changes its sign in certain azimuths and as above, the influence of the sun's azimuth on the contrast, declines with the increase in depth. The dependence of the contrast of an immovable target on the sun's position during the day is shown in figs. 24a and b. The dominant influence of the sun's azimuth on contrast can be seen from these.

The decreasing of the inherent contrast with the decrease in depth and its tending towards an asymptotic value is presented in figs. 25 and 26. Fig. 26 is also an example, confirming the validity of eq. (1.34).

The subsequent subject of investigations was that of visibility range and the resolution of image contours in seawater. The most frequent limits of the horizontal visibility range in the Gulf of Gdańsk (determined for a threshold contrast sensitivity of the human eye of around 2 per cent), are presented in fig. 27. It is worth noting here, that a large variety of ranges in time and space was observed, as a characteristic feature of regions influenced by estuaries. The variety of visibility ranges at different depths (also characteristic for these regions) is shown in fig. 28.

The resolution of image contours was determined from underwater photographs of an appropriate test target (see fig. 16), by finding the cut frequency mentioned in Chapter 1. The values of this frequency, observed at different places in the Gulf of Gdańsk, as well as the values of the visibility range, are given in table I. The table is supplemented by fig. 29, showing a considerable drop in the cut frequency with increase in distance between the observer and the target, at several values of the beam attenuation coefficient.

3. Efficient methods for improving underwater visibility are those which apply artificial lighting or electronic-optical detectors. In a natural light field it is possible to enhance the image detection range by using a video system with

expanded contrast sensitivity (Briggs and Hatchett 1965). With artificial light sources and proper detectors the contrast transmission can be enhanced by matching the spectral characteristics of the light source and image receiver to the transmissibility spectrum of the water (Briggs and Hatchett 1965). Reduction of backscatter radiance is also possible by optimization of observation geometry, e.g. mainly by avoiding the illumination of the water immediately in front of the receiver (Marquedant and Hodara 1968). The most efficient method for backscatter reduction comprises the use of a pulsed light source and a range gated receiver to reject all information other than that arriving from a predetermined distance from the observer (Kerphar and Immarco 1969).

A less effective, but easier method for backscatter reduction in the polarization method (Gilbert and Pernicka 1967). This depends on the utilization of the differences between the degrees of polarization of object radiance and backscatter radiance by using a suitably oriented polarizing filter. Change of apparent contrast is then expressed by eq. (3.1). Coefficient γ in that equation can be defined by eq. (3.2.) in general, or by eq. (3.3.), when the polarizing filter is set on the minimum transmission of background radiance. More practical is the use of coefficient γ_0 , defined by eq. (3.4) or by (3.4a) when the polarizing filter is set as above. The relationship between γ and γ_0 is expressed by formula (3.6), and change of contrast as a function of γ_0 — by formula (3.7) which can be simplified to the form (3.8) for observation of objects with a high value of inherent contrast. The validity of the latter formula is confirmed by the results of experiments shown in fig. 30.

In a natural light field the effects of using the polarization method are insignificant (see fig. 32), because there is a low degree of natural polarization of background radiance prevailing in the sea (see eg. 3.11). Much better effects can be obtained by using artificial irradiance with polarized light, especially for observation of surfaces with high diffuse reflection coefficients (see fig. 33). It is then possible to enhance the image contrast in sea water by up to one order of magnitude.

CONCLUSIONS

1. Visibility under water, is very limited as compared with that in air, which is due to the absorption-scattering properties of sea water.

The factor influencing the underwater visibility conditions is the scattering of light on suspended matter.

2. The strong scattering and absorption of light in sea water limit the maximum visibility range to about 100 m in the clearest water (e.g. the Sargasso Sea and the eastern part of the Mediterranean), to an average of between 20 and 50 m in the ocean, to up to 20 m in semi-closed basins (e.g. the Baltic) and to several metres in coastal water in the region of river estuaries (e.g. the Gulf of Gdańsk).

3. The quality of the image in water can be foreseen and described on the basis of data on the optical properties of the environment. Such optical functions as inherent contrast, apparent contrast, contrast transmission, image detection range (visibility range), modulation transfer function and others, serve this purpose. These functions depend to a great extent on the distribution of the light field in sea water and on the coefficients of the interaction of light with sea water.

4. The quality and detection range of image of large objects under water, is directly expressed by the apparent contrast, i.e. observed at distance r from the

object. This is the product of the inherent contrast and the transmission of contrast in the environment.

5. The inherent contrast mainly depends on the coefficient of light reflection on the surface observed, on the orienting of this surface in a natural light field and on the distribution of this field, depending in turn, on the position of the sun, the amount of cloud, the sea state, etc. The greatest values of inherent contrast were noted in the surface layers of the sea for white surfaces observed on sunny days, with small angles of the sun's rays falling on the surface studied.

6. The disappearance and changing of the sign of the inherent contrast in the natural light field, due to the spatial dispersal of this field in sea water, has been noticed when the surface of the object is in certain positions in the water.

7. In the upper layers of the sea, there is a drop in the inherent contrast with the depth, until a certain limit is reached according to eq. (1.34). The greater the sun's irradiance on the sea surface, the greater the depth at which the limit is reached and the lower the coefficient of light scattering in the water. In the Gulf of Gdańsk, these depths are from several to tens of metres, in sunny weather. The contrast limit of dull white surfaces achieved at these depths in the waters of the Gulf is generally to the order of one. The general quantitative understanding of the problem requires further research.

8. The transmission of the image contrast towards the horizontal depends on the beam attenuation coefficient. In other directions, it also depends upon the diffuse attenuation coefficient for radiance. In effect, the greatest transmission in a natural light field in sea water corresponds to observations carried out vertically — in an upward direction, and the smallest — vertical observation in a downward direction.

9. The greatest apparent contrast near the object, is observed from the direction in which the inherent contrast is also the greatest. The greatest apparent contrast away from the object is observed from the direction in which there is the greatest contrast transmission.

10. The image detection range depends directly upon the apparent contrast and is the greatest in the direction of the best transmission of contrast.

11. The chief reason for the resolution of image details is strong multiple scattering of light in small angles around the direction of the contrast transmission. Such a character of scattering is typical for sea water and results from the shape of the function of light scattering in the sea.

12. The influence of the optical properties of sea water on the resolution of image details can be expressed by the modulation transfer function. The detailed analysis of this influence, however, requires further research. It would be important, among other things, to carry out experimental studies of the connection between the transfer function and the volume scattering function. In this paper, it was proved experimentally, that there is a considerable increase in the resolution of image details with the increase in the beam attenuation coefficient and that of the observation distance.

13. In coastal waters, and especially near estuaries of large rivers, there is a considerable temporary-spatial diversity of visibility conditions. During observations lasting several years and carried out in several places in the Gulf of Gdańsk, visibility ranges of from 0.5 to 15 m were noted. The changes in these ranges were not much less when observed in one place at various depths. Such a variety of visibility ranges in the Gulf of Gdańsk, is mainly the result of the

continuous mixing of the turbid waters of the Vistula with the relatively clear sea water and the influence of rubble washed up from the sea bed.

14. There are several methods of improving visibility conditions in water. The most effective is the so-called range gating method, which theoretically enables complete reduction of the background.

15. The method of increasing the range of visibility which is of considerable practical importance, is the polarization method of reduction of the background. This gives the best effects when observing a surface with a high light reflection diffuse coefficient. The image contrast can then be increased by an order of magnitude.

LITERATURA

REFERENCES

- Armstrong F.A.J., Boalch G.T. (1961), *Ultraviolet Absorption of Sea Water and Its Volatile Components*, JUGG Monographie, No. 10 A Symposium on Radiant Energy in the Sea, Helsinki, s. 63.
- Beardsley G.F., Zaneveld J.R.V. (1969), *Theoretical Dependence of the Near-Asymptotic Apparent Optical Properties on the Inherent Optical Properties of Sea Water*, J. Opt. Soc. Am., **59**, 373.
- Boden B.P., Kampa E.M., Abbot B.C. (1960), *Photoreception of a Planctonic Crustacean in Relation to Light Penetration in the Sea*, Progr. in Photobiology, Proc. 3rd Int. Congr. on Photobiology, 189.
- Briggs R.O., Hatchett G.L. (1965), *Techniques for Improving Underwater Visibility With Video Equipment*, Ocean Sciences and Ocean Engineering, **2**, 1284.
- Chestermann W.D., Collins J.B. (1952), *Problems of underwater illumination*, Trans. Illum. Eng. Soc., (London) **17**, 193.
- Chilton F. (1969), *Imaging Properties of Light Scattered by the Sea*, J. Opt. Soc. Am., **59**, 891.
- Defant A (1961), *Physical Oceanography*, Pergamon Press Oxford, London, N. York, Paris.
- Dera J. (1965), *Niektóre właściwości optyczne wód Zatoki Gdańskiej jako wskaźniki struktury jej mas wodnych*, Acta Geophys. Pol., **13**, 15.
- Dera J. (1967), *The Measurements of Optical Quantities Characterizing the Conditions of Photosynthesis in the Gulf of Gdańsk*, Acta Geophys. Pol., **15**, 197÷208.
- Dera J. (1971) *Charakterystyka oświetlenia strefy eufotycznej w morzu*, Oceanologia, **1**, 9.
- Dera J., Bojanowski R. (1966), *Wstępne badania warunków fotosyntezy w wodach Zatoki Gdańskiej*, Acta Geophys. Pol., **14**, 23÷31.
- Dera J., Kalinowski J. (1966), *Przenoszenie energii promienistej w morzu*, Postępy Fizyki, **17**, 537÷563.
- Dera J., Olszewski J. (1967), *On the Natural Irradiance Fluctuations Affecting Photosynthesis in the Sea*, Acta Geophys. Pol., **15**, 351÷364.
- Dera J., Olszewski J. (1969), *Widzialność podwodna*, Postępy Fizyki, **20**, 473.
- Dietrich G., Kalle K. (1961), *Obszczeje moriewiedienije*, Leningrad.

- Duntley S.Q. (1962), *Underwater Visibility*, The Sea, 1, 452.
- Duntley S.Q. (1963), *Light in the Sea*, J. Opt. Soc. Am., 53, 214.
- Duntley S.Q., Ballard S.S. (1956), *A program of Research in the Visual Detectability of Distant Objects, Problems in contemporary optics*. National Opt. Inst. of Italy p. 575.
- Duntley S.Q., Boileau A.R., Preisendorfer R.W. (1957), *Image Transmission by the Troposphere*, J. Opt. Soc. Am., 47, 499.
- Duntley S.Q., Culver W.H., Richey F., Preisendorfer R.W. (1963), *Reduction of Contrast by Atmospheric Boil.*, J. Opt. Soc. Am., 53, 351.
- Dwing M., Thorndike E. (1965), *Suspended Matter in Deep Ocean Water*, Science 147, 1921.
- Edgerton H.E., Hoadley L.D. (1955), *Cameras and Lights for Underwater Use*, J. Soc. Mot. Pict. Telev. Engrs., 64, 345.
- Gilbert G., Pernicka J. (1967), *Improvement of Underwater Visibility by Deduction of Backscatter With a Circular Polarization Technique*, Applied Optics, 6, 741.
- Ivanoff A. (1958), *A Propos de la Visibilite des Objects Immerges*, Phys. et Chim., 126.
- Jerlov N.G. (1953), *Influence of Suspended and Dissolved Matter on the Transparency of Sea Water*, Tellus, 5, 59÷65.
- Jerlov N.G. (1955), *Factors Influencing the Transparency of the Baltic Waters*, Medd. Oceanog. Inst., Geteborg, 25, 19.
- Jerlov N.G. (1968), *Optical Oceanography*, Elsevier Publishing Company, Amsterdam — London — New York.
- Jerlov N.G., Fukuda M. (1960), *Radiance Distribution in the Upper Layers of the Sea*, Tellus, 12, 348.
- Jerlov N.G., Nygard K. (1968), *Inherent optical properties computed from radiance measurements in the Baltic*, Kopenhavns Univ. Inst. for Fysik Oceanografi, Rep. No. I, Copenhagen.
- Joseph J. (1955), *Extinction Measurements to Indicate Distribution and Transport of Watermasses*, Proc. UNESCO, Symp. Phys. Oceanog., Tokio, p. 59.
- Kajgorodow M.N. (1967), *Niekatoryje riezultaty issledowanija poliarizacji jesti-stwiennowo swieta w morie*, Gidrofiz. i Gidrochim. Isslied., 38, 109÷119.
- Kalinowski J., Dera J. (1968), *Metody badania zjawisk optycznych w morzu*, Postępy Fizyki, 19, 219.
- Kalle K. (1961), *What do We Know About the Gelbstoff*, Symp. on Radiant Energy in the Sea, IUGG Monogr., 10, 59.
- Kampa E.M. (1961), *Daylight Penetration Measurements in Three oceans*, Symp. on Radiant Energy in the Sea, IUGG. Monogr., 10, p. 11.
- Kerpchar M., Immarco A. (1969), *Theoretical Performance and Test Data of an Underwater Range-Gated Television System*, Oceanology International 69, Conference: techn. ses. day 4.
- Kullenberg G. (1969), *Light Scattering in the Central Baltic*, Rep. No. 5 Univ. of Copenhagen.
- Kullenberg G. (1970), *A Comparison Between Observed and Computed Light Scattering Functions*, Rep. No. 13, Nniv. of. Copenhagen.
- Lenoble J. (1956), *Remarque sur la Couleur de la Mer*, Compt. Rend. 242, 662.
- Lenoble J. (1961), *Theoretical Study of Transfer of Radiation in the Sea and Verification on a Reduced Model*, Symp. on Radiant Energy in the Sea, IUGG Monogr. 10, 11.

- Marquedant R., Hodara H. (1968), *Advanced Optical Devices for DSSP*, Mar. Science Instrumentation **4**, 241.
- May A., Cords P.H. (1961), *Degeneration of Image Contrast and Resolution in Underwater Photography*, Phys. Asp. of Light in the Sea (A Symposium Univ. of Hawaii Press) p. 25.
- Neuymain H.G. (1969), *Issledowanija nieodnorodnostiej raspriedielienija opticzeskich charakteristik wod moriej i okieanow*, Marine Hydrophysical Research, **45**, 126.
- Oczakowski Ju.E. (1965), *O zawisimosti pokazatiela oslabljenija swieta ot so-dierzaszcziesia w morie wzwiesi* Trudy Inst. Okean. AN SSSR **77**, 35.
- Oczakowski Ju.E. (1966), *On the Comparison of Measures and Calculated Scattering Indicatrises of Seawater*, US. Dept. Comm. Joint Publ. Res. Ser., Rept. **36**, 816, p. 98.
- Olszewski J. (1970), *Pomiar warunków widzialności podwodnej w Zatoce Gdańskiej*, Acta Geophys. Pol. **18**, 253.
- Olszewski J. (1971), *Utilization of the Effect of Light Polarization for the Improvement of Image Contrast in Sea Water*, Acta Geophys. Pol., **19**, 103.
- Paramonow A.N. (1965), *Niekotoryje riezultaty izmierienija charakteru raspriedielenija wzwiesi w Czioranom Morie*, Okieanologia **5**, 89.
- Pawłow W.M. (1961), *Poliaryzacja jesiestwiennogo swieta w morie*, Tr. Inst. Okieanol. AN SSSR, **47**, 80.
- Pawłow W.M., Grechusznikow B.N. (1966), *Some Aspects of the Theory of Daylight Polarization in the Sea*, US. Dept. Comm. Joint Publ. Res. Ser. Rept. **36**, 816, 25.
- Preisendorfer R.W. (1958), *Directly Observable Quantities for Light Fields in Natural Hydrosols*, Scripps. Inst. Oceanolog. Univ. Calif. Ref., 46÷58, p. 29.
- Preisendorfer R.W. (1959), *Theoretical Proof of the Existence of Characteristic Diffuse Light in Natural Waters*, J. Mar. Res., **18**, 1.
- Preisendorfer R.W. (1961), *Application of Radiative Transfer Theory to Light Measurements in the Sea*, Symp. on Radiant Energy in the Sea, JUGG Monogr., **10**, 11.
- Preisendorfer R.W. (1964), *A Model for Radiant Distribution in Natural Hydrosols*, Phys. Asp. of Light in the Sea, Univ. Hawaii Press, Honolulu, p. 51.
- Rebikoff D., Chernely P. (1965), *Underwater Photography*, Philadelphia Chilton.
- Richter H.U. (1960), *Unterwasser fotografie und fernsehen*, Halle Fotokino.
- Rozenberg G.W. (1969), *O gorizontalnyj dalnosti nabliudajemost' w poliarizowannem swietie*, Fiz. Atm. i Okieana, **5**, 430.
- The Seahorse* (1967), **2**, 5.
- Shurcliff W.A., Ballard S.S. (1964), *Polarized Light*, D. Van Nostrand Comp. Inc., Princeton.
- Szymborski S., Zubrzycki W. (1953), *Fotografia podwodna w zastosowaniu praktycznym*, Technika i Gospodarka Morska, **2**, 70.
- Timofiejewa W.A. (1962a), *Stiepień poliarizacji jestiestwiennogo swieta w morie*, Dokł. AN SSSR, **147**, 604.
- Timofiejewa W.A. (1962b), *Spatial Distribution of the Degree of Polarization of Natural Light in the Sea*, Izw. AN SSSR Ser. Geof., **6**, 1843.
- Tyler J.E. (1958), *Comparison of Light Distribution Above and Below Water*, Scripps Inst. Oceanog. Univ. Calif., 1080.
- Tyler J.E. (1959), *Natural Water as a Monochromator*, Limnol. Oceanog., **4**, 102.

- Tyler J.E. (1960a), *Observed and Computed Path Radiance in the Underwater Light Field*, J. Mar. Res., **18**, 157.
- Tyler J.E. (1960b), *Radiance Distribution as a Function of Depth in an Underwater Environment*, Bull. Scripps Inst. Oceanog. Univ. Calif., **7**, 363.
- Tyler J.E. (1961a), *Sun Altitude Effect on the Distribution of Underwater Light*, Limnol. Oceanog., **6**, 24.
- Tyler J.E. (1961b), *Scattering Properties of Distilled and Natural Waters*, Limnol. Oceanog., **6**, 451.
- Tyler J.E. (1961c), *On the Measurement of the Scattering Function of the Sea*, Symp. on Radiant Energy in the Sea JUGG Monogr., **10**, 40.
- Tyler J.E. (1963), *Estimation of Percent Polarization in Deep Oceanic Water*, J. Mar. Res., **21**, 102.
- Tyler J.E. (1968), *A survey of experimental hydrologic optics*, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer., **8**, 339.
- Tyler J.E., Preisendorfer R.W. (1962), *Transmission of Energy Within the Sea Light*, The Sea, **1**, 397.
- Tyler J.E., Shaules A. (1964), *Irradiance on a Flat Object underwater*, Appl. Opt., **3**, 105.
- Tyler J.E., Richardson W.H., Holmes R.W. (1959), *Method for Obtaining the Optical Properties of Large Bodies of Water*, J. Geophys. Res., **64**, 667.
- Waterman T.H., Westell W.E. (1956), *Quantitative Effect of the Surin's Position on Submarine Light Polarization*, J. Mar. Res., **15**, 149.
- Wells W.H. (1969), *Loss of Resolution in Water as a Result of Multiple Small-Angle Scattering*, J. Opt. Soc. Amer., **59**, 686.
- Whitney L.V. (1941), *The Angular Distribution of Characteristic Diffuse Light in Natural Waters*, J. Mar. Res., **4**, 122.
- Zaneveld J.R.U., Beardsley G.F. (1969), *Modulation Transfer Function of Sea Water*, J. Opt. Soc. Amer., **59**, 378.