

JERZY DERA

Polska Akademia Nauk

Zakład Geofizyki, Stacja Morska — Sopot

CHARAKTERYSTYKA OŚWIETLENIA STREFY EUFOTYCZNEJ W MORZU

Treść: Wstęp 9; 1. Definicje operacyjne właściwości optycznych morza 11; 2. Składniki wody morskiej modyfikujące rozkład pola świetlnego w strefie eufotycznej 18; 2.1. Zawiesiny w wodzie morskiej 18; 2.2. Substancje organiczne w wodzie morskiej 24; 3. Osłabianie światła w morzu 27; 3.1. Wyznaczanie funkcji osłabiania 28; 3.2. Transmisja promieni skierowanych 34; 3.3. Transmisja oświetlenia 41; 3.4. Wpływ położenia słońca na osłabianie oświetlenia; pole graniczne 50; 4. Fluktuacje oświetlenia w morzu 54; 4.1. Fluktuacje wywołane osłabieniem promieni słonecznych w atmosferze i odbiciem na powierzchni morza 56; 4.2. Fluktuacje wywołane załamaniem promieni na falującej powierzchni morza 60; 5. Wpływ oświetlenia na fotosyntezę materii organicznej w morzu 69; 6. Uwagi i wnioski końcowe 77; Uzupelnienie — krótki opis aparatury skonstruowanej i stosowanej w badaniach autora 80; Summary 85; Literatura 92.

Wstęp

Podstawą wszelkiego życia w morzu jest proces fotosyntezy materii organicznej, który zachodzi głównie w komórkach fitoplanktonu. Proces ten stanowi pierwsze ogniwo naturalnego łańcucha pokarmowego organizmów morskich i zwany jest *pierwotną produkcją* biomasy w morzu. Przenikające w toń wodną promieniowanie słoneczne jest zasadniczym źródłem energii podtrzymującej tę produkcję w górnej warstwie morza zwanej *strefą eufotyczną*.

W procesie fotosyntezy w morzu energia promienista wykorzystywana jest zarówno bezpośrednio przez oddziaływanie kwantów świetlnych

na fotoreakcje, jak i pośrednio przez oddziaływanie promieniowania na ruchy mas wodnych niosących niezbędne dla procesu składniki biogenne.

Fotosynteza jest tylko jedną z licznych form wykorzystania energii promienistej przez biosferę morską, jest jednak niewątpliwie formą najważniejszą, a oświetlenie podwodne omawiane w tej pracy jest głównym jej parametrem (Steemann Nielsen i Hansen 1959, Raymont 1963, Yentsch i Lee 1966).

Złożoność ośrodka, jakim jest woda morska, a także splot dynamicznych zjawisk, towarzyszących zwykle transmisji światła w głębi morza, wpływają silnie na zróżnicowanie w przestrzeni i czasie podwodnego pola świetlnego. Zróżnicowanie to wyraża się złożonym rozkładem wielu parametrów optycznych, takich jak skład widmowy promieniowania, rozkład kątowy strumienia energii promienistej, stopień uporządkowania kierunku biegu promieni, widmo energii fluktuacji oświetlenia, stopień polaryzacji światła itp. Analiza rozkładów tych wielkości, ich wzajemnego powiązania i uzależnienia od innych właściwości środowiska morskiego — stanowi przedmiot obecnej pracy.

Dążeniem moim jest uwypuklenie aspektów biologicznych optyki morza. Wynikają stąd pewna selekcja omawianych zjawisk zmierzająca do zwrócenia uwagi na regionalne zróżnicowanie akwenów morskich pod względem optycznym i wpływ tego zróżnicowania na najważniejszy proces biofizyczny w morzu, jakim jest fotosynteza materii organicznej.

Zagadnienia metodyczne i techniczne związane z omawianymi pomiarami potraktowałem w tej pracy marginesowo przez odsyłanie do literatury. Zwróciłem jednak baczną uwagę na niektóre istotne elementy metodyki badań, które decydują o poprawności i właściwej interpretacji wyników. Krótki opis skonstruowanej aparatury pomiarowej zamieściłem na końcu pracy w uzupełnieniu.

Opracowanie ma w całości charakter monograficzny, uwzględniający podstawową literaturę z zakresu omawianych zagadnień. Znaczna część zamieszczonych wyników jest owocem moich kilkuletnich badań połączonych z udziałem w wielu rejsach badawczych na Morzu Bałtyckim, środkowozachodnim Atlantyku, wodach Archipelagu Bahama, Morzu Karaibskim oraz wodach przybrzeżnych Wybrzeża Gdańskiego i Florydy. Obok rezultatów moich prac rzucających nowe światło na częściowo znane już zjawiska elementem szczególnie oryginalnym, wypełniającym istotną lukę w zakresie wiedzy o polu świetlnym, są wyniki analizy fluktuacji podwodnego oświetlenia.

Wykonując niniejszą pracę, korzystałem z cennej pomocy wielu osób, którym pragnę podziękować.

Panu profesorowi doktorowi Ignacemu Adamczewskiemu, dyrekto-

rowi Instytutu Fizyki Politechniki Gdańskiej, wyrażam serdeczne podziękowanie za stałą opiekę nad postępowaniem moich prac i cenne uwagi w czasie licznych dyskusji.

Serdecznie dziękuję również Panu profesorowi Stanisławowi Szymborskiemu, kierownikowi Stacji Morskiej PAN, za zainteresowanie mnie zagadnieniami oceanologii i stworzenie w Stacji Morskiej warunków do podjęcia i rozwijania badań w tej dziedzinie.

Szczególne podziękowanie chciałbym przekazać Panu profesorowi doktorowi Józefowi Mazurowi z Uniwersytetu Wrocławskiego za Jego zainteresowanie moimi pracami w ciągu wielu lat i za rzeczowe słowa zachęty, które w znacznym stopniu wpłynęły na skierowanie moich głównych dążeń naukowych na dziedzinę fizyki morza.

Podczas stażu naukowego na Uniwersytecie w Miami na Florydzie, fundowanego przez UNESCO i Polską Akademię Nauk, miałem możliwość wykonania wielu pomiarów wymagających zaangażowania znacznych środków technicznych. Wnioski z tych pomiarów są cennym uzupełnieniem obecnego opracowania, toteż chciałbym serdecznie podziękować pracownikom ośrodka badań morza na Florydzie za szczególną życzliwość i pomoc.

Osobne podziękowanie za pomoc i liczne dyskusje naukowe składam moim tamtejszym bliskim współpracownikom w osobach: Profesora doktora A. Ivanoffa — dyrektora Instytutu Oceanografii w Paryżu, Profesora doktora H. R. Gordona — kierownika pracowni optyki morza Instytutu Nauk o Morzu w Miami, Profesora doktora R. L. Syndera — kierownika pracowni dynamiki Instytutu Nauk o Morzu w Miami, Doktora H. Badera i Mr T. Thomasa z wyżej wymienionego Instytutu, a także Profesora doktora C. S. Yentscha i Profesora doktora W. S. Richardsona z Laboratorium Oceanografii Fizycznej Uniwersytetu „Nova” w Ford Lauderdale na Florydzie.

Gorące podziękowanie za wiele pomocy wyrażam też wszystkim Kolegom ze Stacji Morskiej PAN w Sopocie oraz mojemu najbliższemu Współpracownikowi magistrowi Jerzemu Olszewskiemu.

1. DEFINICJE OPERACYJNE WŁAŚCIWOŚCI OPTYCZNYCH MORZA

Złożony charakter środowiska wody morskiej i jego silne oddziaływanie ze światłem powodują skomplikowany rozkład przestrzenny i czasowy podwodnego pola świetlnego. Wymaga to wprowadzenia do jego

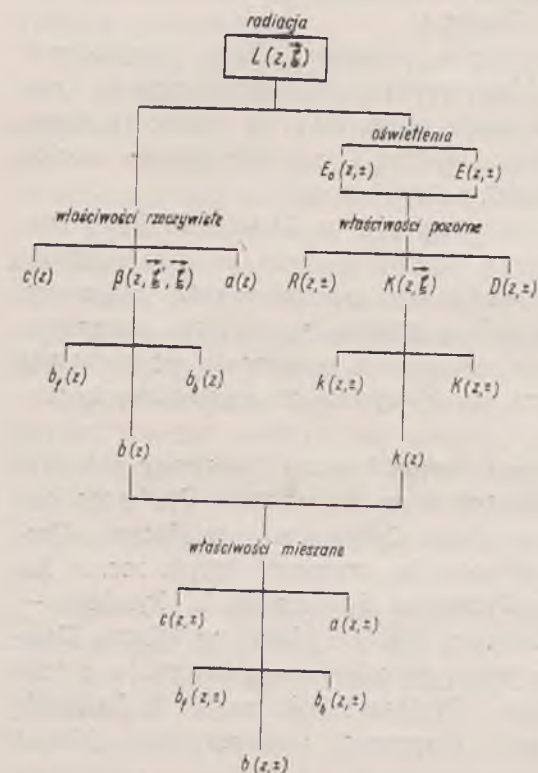
pełnego opisu kilkudziesięciu funkcji optycznych, wśród których można wyróżnić trzy główne grupy, tj. 1) stosowane w optyce morza podstawowe wielkości fotometryczne, 2) rzeczywiste właściwości optyczne morza, 3) pozorne właściwości optyczne morza (Preisendorfer 1961, Dera i Kalinowski 1966, Tyler 1968). Z dwóch ostatnich grup, ze względu na

szereg istotnych powiązań między nimi, wyłania się podgrupa tzw. mieszanych właściwości optycznych morza.

Biologiczny aspekt obecnej pracy wyklucza potrzebę zajmowania się wszystkimi wspomnianymi funkcjami. Celowe wydaje się jednak pokazanie schematu współzależności między głównymi spośród nich oraz między wyodrębnionymi ich grupami. Stanowią one bowiem jednolity, zwarty układ operacyjnych definicji właściwości optycznych morza, z których część będzie wykorzystana do opisu zjawisk modyfikujących oświetlenie podwodne.

Zwróćmy w tym celu na wstępie uwagę na ryc. 1.1 ilustrującą omawiany schemat za pomocą symboli.

Podstawową wielkością fotometryczną stosowaną w optyce morza jest tzw. *funkcja radiacyjna* (radiance function) lub krótko *radiacja* (radiance), oznaczana zwykle symbolem L .



Ryc. 1.1. Schemat współzależności między funkcjami opisującymi właściwości optyczne morza (Preisendorfer 1961)

Fig. 1.1. Diagram showing the classification of optical properties of the sea (Preisendorfer 1961)

Pod pojęciem radiacji będziemy też w tej pracy rozumieli wymienioną i zdefiniowaną dalej funkcję, która wyraża wielkość określonego w pewien sposób strumienia energii promienistej. W znaczeniu ogólnie przyjętym będzie natomiast stosowane pojęcie promieniowania (radiation).

Według definicji *radiacja* z kierunku $\vec{\xi}$ na głębokości z , $L(z, \vec{\xi})$ lub z kierunku $\vec{\xi}$ w punkcie ośrodka określonym wektorem położenia

\vec{r}_p , $L(\vec{r}_p, \vec{\xi})$ ⁽¹⁾ jest to strumień energii promienistej padający z kierunku $\vec{\xi}$ w jednostkowy kąt bryłowy na jednostkę powierzchni prostopadłej do $\vec{\xi}$ (na głębokości z lub w punkcie \vec{r}_p). Radiację L ze strumieniem F i natężeniem promieniowania I wiąże zależność

$$L = \frac{dI}{dA_n} = \frac{d^2F}{dA_n d\omega}, \quad (1.1)$$

gdzie dA_n — element powierzchni prostopadły do kierunku obserwowanego strumienia, $d\omega$ — element kąta bryłowego. Wymiarem radiacji jest $W/(cm^2 \cdot sr)$.

Scałkowanie radiacji po sferze jednostkowej G wokół rozpatrywanego punktu na głębokości z , opisanego wektorem położenia \vec{r}_p , pozwala określić powierzchniową lub objętościową gęstość energii promienistej w tym punkcie. Ze względu na dwa wyróżnione kierunki w morzu, tj. zenit i nadir, całkowanie prowadzi się po półsferze górnej G_- lub dolnej G_+ wokół punktu \vec{r}_p , otrzymując odpowiednio tzw. oświetlenie odgórne lub oświetlenie oddolne.

Wyróżnia się jako podstawowe wielkości opisujące gęstość promieniowania: oświetlenie skalarne odgórne lub oddolne wyrażone całką

$$E_0(z, \mp) = \int_{G_{\mp}} L(\vec{r}_p, \vec{\xi}) d\omega(\vec{\xi}) \quad (1.2)$$

i oświetlenie wektorowe odgórne lub oddolne wyrażone całką

$$E(z, \pm) = \int_{G_{\mp}} |\vec{\xi} \cdot \vec{n}| L(\vec{r}_p, \vec{\xi}) d\omega(\vec{\xi}), \quad (1.3)$$

gdzie \vec{n} — wektor jednostkowy prostopadły do płaszczyzny poziomej, G_{\mp} — sfera wektorów jednostkowych, a $d\omega(\vec{\xi})$ — infinitezymalny kąt bryłowy wokół kierunku $\vec{\xi}$. Zamiast symboli $E_0(z, -)$, $E_0(z, +)$, $E(z, -)$, $E(z, +)$ używa się także $E_{0d}(z)$, $E_{0u}(z)$, $E_d(z)$, $E_u(z)$, gdzie znaki d i u symbolizujące kierunek odgórny lub oddolny pochodzą od angielskich skrótów „downwelling” i „upwelling”. Użyte w wyrażeniach (1.1), (1.2) i (1.3) symbole zilustrowano na ryc. 1.2.

(1) Ponieważ z dobrym przybliżeniem przyjmuje się poziomo uwarstwiony model mas wodnych w morzu, radiacja L nie zależy od współrzędnych x , y (w płaszczyźnie poziomej), lecz jedynie od głębokości z , wobec czego możemy pisać $L(z, \vec{\xi})$ zamiast $L(\vec{r}_p, \vec{\xi})$.



Rzeczywiste właściwości optyczne morza, zestawione symbolicznie z lewej strony ryc. 1.1, dają się zdefiniować i wyznaczyć za pomocą odpowiednich radiacji.

$c(z)$ oznacza całkowity, objętościowy współczynnik osłabiania radiacji lub lepiej osłabiania wiązki promieni (beam transmittance)⁽²⁾. Jeżeli w skrótowej formie zapiszemy ogólne równanie przenoszenia energii promienistej (Chandrasekhar 1960) w stanie quasi-stacjonarnym przy założeniu braku wewnętrznych źródeł światła

$$\frac{dL}{dr} = -cL + L_*, \quad (1.4)$$

to wynika z niego natychmiast definicja współczynnika osłabienia

$$c = \frac{L_*}{L} - \frac{1}{L} \frac{dL}{dr}, \quad (1.5)$$

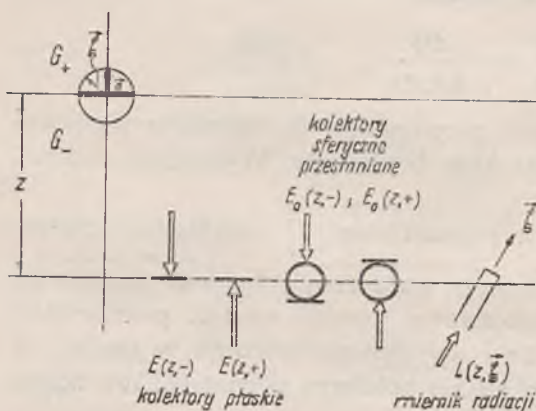
gdzie dr — element drogi promieni w ośrodku, L_* — tzw. funkcja drogowa lub radiacja drogowa, wyrażająca strumień promieniowania powstały na drodze dr w kierunku $\vec{\xi}$ w wyniku rozpraszania światła z otaczającej przestrzeni, czyli rozpraszania strumieni biegnących z dowolnych kierunków $\vec{\xi}'$

$$L_*(r_p, \vec{\xi}) = \int_G L(r_p, \vec{\xi}') \beta(r_p, \vec{\xi}', \vec{\xi}) d\omega(\vec{\xi}'). \quad (1.6)$$

Funkcja $\beta(z, \vec{\xi}', \vec{\xi})$ lub ściślej $\beta(r_p, \vec{\xi}', \vec{\xi})$, będąca drugą rzeczywistą właściwością optyczną morza na schemacie ryc. 1.1, oznacza objętościową funkcję rozpraszania, która w oparciu o równanie (1.6) daje się wyrazić w postaci definicji operacyjnej

$$\beta(r_p, \vec{\xi}_0, \vec{\xi}) = \frac{\Delta L_*(r_p, \vec{\xi})}{L_0(r_p, \vec{\xi}_0) \Delta \omega_0(\vec{\xi}_0)}. \quad (1.7)$$

(2) Cienka, równoległa, monochromatyczna wiązka promieniowania.



Ryc. 1.2. Dwukierunkowa analiza pola świetlnego w morzu (Preisendorfer 1961)

Fig. 1.2. Diagram of two-flow analysis of light field in the sea (Preisendorfer 1961)

Można ją więc wyznaczyć przez pomiar stosunku przyrostu radiacji drogowej ΔL_* w punkcie r_p w kierunku $\vec{\xi}$, jako wyniku rozpraszania strumienia promieniowania biegnącego w małym kącie bryłowym $\Delta\omega_0$ wokół kierunku $\vec{\xi}_0$, do iloczynu wartości radiacji $L_0(r_p, \vec{\xi}_0)$ tworzonej przez ten strumień i kąta $\Delta\omega_0$. Przy założeniu, że L_0 jest w przestrzeni jedynie funkcją $(z, \vec{\xi}_0)$, można również pisać $\beta(z, \vec{\xi}_0, \vec{\xi})$.

Symbol $a(z)$ wyraża całkowity objętościowy współczynnik absorpcji, który daje się wyznaczyć z prostej współzależności między całkowitym objętościowym współczynnikiem rozpraszania $b(z)$ i współczynnikiem osłabiania $c(z)$

$$c(z) = a(z) + b(z). \quad (1.8)$$

Współczynnik rozpraszania $b(z)$ definiuje się natomiast jako całkę funkcji β na pełny kąt bryłowy odpowiadający sferze G utworzonej przez wektory jednostkowe $\vec{\xi}'$

$$b(z) = \int_G \beta(z, \vec{\xi}', \vec{\xi}) d\omega(\vec{\xi}'). \quad (1.9)$$

Przy analizie pola świetlnego w morzu wygodnie jest czasem posługiwać się współczynnikiem rozpraszania do przodu b_f lub wstecz b_b (f — forward, b — backward). Te dwa współczynniki zajmują również ważne miejsce w układzie rzeczywistych właściwości optycznych morza i wyrażają się analogicznie jak wzór (1.9) przy ograniczeniu całkowania na odpowiednie półsfery:

$$b_f(z, n) = \int_{\vec{\xi} \cdot n \geq 0} \beta(z, \vec{\xi}', \vec{\xi}) d\omega(\vec{\xi}'), \quad (1.10)$$

$$b_b(z, n) = \int_{\vec{\xi} \cdot n \leq 0} \beta(z, \vec{\xi}', \vec{\xi}) d\omega(\vec{\xi}'). \quad (1.11)$$

Stąd wynika też prosta zależność

$$b(z) = b_f(z) + b_b(z). \quad (1.12)$$

Jak opisane rzeczywiste właściwości optyczne morza stanowią główne parametry ośrodka wody morskiej, tak *właściwości pozorne*, lub inaczej obserwowane czy pojawiające się w morzu na skutek splotu zjawisk optycznych, stanowią raczej parametry panującego pod wodą pola

światelnego. Są one uwarunkowane właściwościami ośrodka w makroskali i zależą także częściowo od aktualnie panujących zewnętrznych warunków oświetleniowych.

$$R(z, \vec{\tau}) = \frac{E(z, \pm)}{E(z, \vec{\tau})} \quad (1.13)$$

oznacza *funkcję odbicia* na głębokości z i wyraża stosunek oświetlenia oddolnego powstałego w wyniku rozpraszania światła do oświetlenia odgórnego (odbicie oddolne) lub odwrotnie (odbicie odgórne). Jest to istotny parametr charakteryzujący właściwości absorbcyjno-rozpraszające środowiska, jakkolwiek nie zawsze łatwy do interpretacji w warunkach naturalnych. Zauważmy, że np. $R(z, -) = 0$ oznaczałoby w ośrodku nieskończonym całkowity brak rozpraszania.

Funkcja $K(z, \vec{\xi})$ jest tzw. *funkcją dyfuzyjnego osłabiania radiacji* w polu świetlnym i w myśl definicji wyraża się wzorem

$$K(z, \vec{\xi}) = \frac{-1}{L(z, \vec{\xi})} \frac{dL(z, \vec{\xi})}{dz} \quad (1.14)$$

Opisuje ona zmianę z głębokością strumienia promieniowania przychodzącego z określonego kierunku $\vec{\xi}$ i jako funkcja $\vec{\xi}$ wyraża też asymetrię rozkładu promieniowania w przestrzeni. Kierunkową strukturę rozkładu promieniowania opisuje także tzw. *funkcja rozkładu strumienia* na głębokości z , zdefiniowana dla oddolnego i odgórnego strumienia energii w postaci

$$D(z, \pm) = \frac{E_0(z, \pm)}{E(z, \pm)} \quad (1.15)$$

$K(z, \pm)$ jest to *współczynnik dyfuzyjnego osłabiania oświetlenia* ze względu na kierunek oddolny lub odgórny, zdefiniowany wzorem

$$K(z, \pm) = \frac{-1}{E(z, \pm)} \frac{dE(z, \pm)}{dz} \quad (1.16)$$

Podobnie definiuje się $k(z, \pm)$, tj. *współczynnik dyfuzyjnego osłabiania oświetlenia skalarnego* ze względu na kierunek odgórny lub oddolny

$$k(z, \pm) = \frac{-1}{E_0(z, \pm)} \frac{dE_0(z, \pm)}{dz} \quad (1.17)$$

oraz $k(z)$, tj. całkowity współczynnik dyfuzyjnego osłabiania oświetlenia skalarnego

$$k(z) = \frac{-1}{E_0(z)} \frac{dE_0(z)}{dz}, \quad (1.18)$$

przy czym $E_0(z) = E_0(z, +) + E_0(z, -)$ wyraża całkowite oświetlenie skalarnie na głębokości z .

Mieszane właściwości optyczne morza stanowią podgrupę właściwości pozornych. Ich wyróżnienie wydaje się celowe między innymi dlatego, że stanowią wielkości łączące współczynniki rzeczywiste z pozornymi, między którymi na ogół nie istnieje ścisła korelacja. Właściwości mieszane są także szczególnie przydatne w rozważaniach teoretycznych opisujących pole świetlne (Preisendorfer 1961). Z definicji funkcja

$$c(z, \pm) = c(z)D(z, \pm) \quad (1.19)$$

oznacza (mieszany) objętościowy współczynnik osłabiania ze względu na kierunek oddolny (+) lub odgórny (-). Podobnie

$$a(z, \pm) = a(z)D(z, \pm) \quad (1.20)$$

jest objętościowym współczynnikiem absorpcji ze względu na kierunek oddolny i odgórny, a

$$b(z, \pm) = b(z)D(z, \pm) \quad (1.21)$$

całkowitym objętościowym współczynnikiem rozpraszania ze względu na dwa kierunki.

Mieszane współczynniki rozpraszania do przodu $b_f(z, \pm)$ i wstecz $b_b(z, \pm)$ ze względu na kierunek oddolny (+) lub odgórny (-) są odpowiednikami współczynników rzeczywistych i są zdefiniowane następująco:

$$b_f(z, \pm) = \frac{1}{E(z, \pm)} \int_{G_{\pm}} \left[\int_{G_{\pm}} L(z, \vec{\xi}') \beta(z, \vec{\xi}', \vec{\xi}) d\omega(\vec{\xi}') \right] d\omega(\vec{\xi}), \quad (1.22)$$

$$b_b(z, \pm) = \frac{1}{E(z, \pm)} \int_{G_{\mp}} \left[\int_{G_{\pm}} L(z, \vec{\xi}') \beta(z, \vec{\xi}', \vec{\xi}) d\omega(\vec{\xi}') \right] d\omega(\vec{\xi}). \quad (1.23)$$

Istnieją też zależności podobne jak dla współczynników rzeczywistych:

$$b(z, \pm) = b_f(z, \pm) + b_b(z, \pm), \quad (1.24)$$

$$c(z, \pm) = a(z, \pm) + b(z, \pm). \quad (1.25)$$

2. SKŁADNIKI WODY MORSKIEJ MODYFIKUJĄCE ROZKŁAD POLA ŚWIETLNEGO W STREFIE EUFOTYCZNEJ

Spośród olbrzymiej przestrzeni wód oceanu światowego, sięgającej rzędu $1,37 \cdot 10^9$ km³, tylko około 2,5% w pobliżu powierzchni otrzymuje dostateczną ilość energii promienistej dla podtrzymywania procesu fotosyntezy. Tę powierzchniową warstwę toni wodnej dla użytku biologów nazywa się *strefą eufotyczną*. Grubość strefy eufotycznej zdefiniowana jest jako odległość od powierzchni morza do głębokości kompensacyjnej procesu fotosyntezy (Yentsch 1963). Istnieje też ogólne pojęcie strefy świetlnej w morzu, tj. strefy bliżej nie sprecyzowanej, oświetlonej przez naturalne promieniowanie słońca. W tej pracy przez grubość strefy świetlnej będziemy rozumieli odległość od powierzchni morza do głębokości, na którą dociera 1% oświetlenia powierzchniowego w paśmie długości fal o maksymalnej transmisji. Grubości strefy eufotycznej i strefy świetlnej w takim rozumieniu pokrywają się w przybliżeniu w słoneczne dni przy wysokim położeniu słońca na niebie, jednak oba te pojęcia nie są ściśle i mają charakter pomocniczy. Zasadnicze ograniczenie strefy świetlnej do maksimum 160 — 180 m jest spowodowane właściwościami optycznymi czystej wody.

W różnych rejonach mórz i oceanów grubości strefy świetlnej różnią się bardzo znacznie, przybierając wartości od około 10 do 150 m. Ponieważ sól morską w minimalnym stopniu oddziałuje ze światłem widzialnym, zróżnicowanie to jest wynikiem oddziaływania światła ze złożonym zespołem składników zawieszonych lub rozpuszczonych w wodzie morskiej, o których obecny stan wiedzy jest jeszcze bardzo niekompletny. Poniżej zanalizujemy pokrótce główne z nich, tj. zawiesiny i substancje organiczne.

2.1. Zawiesiny w wodzie morskiej

Skład zawiesin morskich jest szczególnie złożony, jeśli uwzględnić ich rozmiary, kształty i właściwości fizyczne. Wyróżnia się wśród nich dwie podstawowe grupy: cząstki organiczne i nieorganiczne. W grupie zawiesin organicznych przeważającą część masy stanowi detryt i fitoplankton. Do mniejszości można zaliczyć bakterie i grzybki (tab. 2.1, Parsons 1963).

Zawiesiny nieorganiczne to na ogół produkty erozji skał, muł rzeczny, a także pyły atmosferyczne przenoszone z wiatrem z lądu.

Skomplikowaną sprawą jest zdefiniowanie rozmiarów i kształtów

zawiesin morskich jako istotnych parametrów dla procesu oddziaływania ze światłem. Wiele prac poświęcono temu zagadnieniu, badając je różnymi metodami i w różnych aspektach (Parsons 1963, Jerlov 1961, Wyrutki 1950). Zasadniczy postęp na tym odcinku obserwuje się dopie-

Tabela 2.1

Względny skład zawiesin organicznych w strefie świetlnej w morzu porównany z masą rozpuszczonych substancji organicznych

Relative composition of the organic suspended matters in the photic zone of the sea, compared with the dissolved organic substances

Rodzaj substancji Type of substance	Względna ilość jednostek masy Relative amount of mass units
Rozpuszczone substancje organiczne Dissolved organic substances	100
Detryt Detrit	10
Fitoplankton Phytoplankton	2
Zooplankton Zooplankton	0,2
Ryby Fish	0,002

ro po zastosowaniu elektronicznego licznika cząstek⁽¹⁾ (Berg 1958, 1965, Sheldon i Parsons 1967, Sheldon i wsp. 1967, McDonald i wsp. 1968, Hobson 1967, Bader 1968).

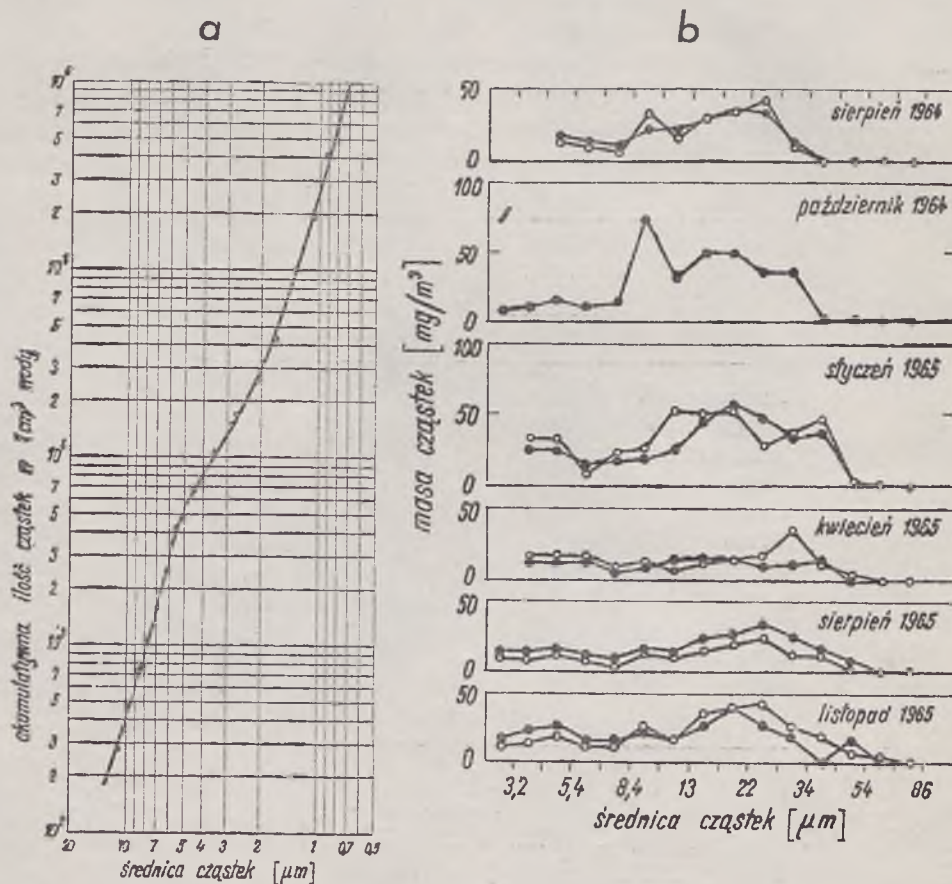
Według badań Badera (1968) i Currby'ego (1968) zarówno w wodzie

(¹) Tak zwany licznik Coultea opracowany przez Coulter Electronics Inc. Zasada pomiaru polega na przepływie wody z zawiesinami przez mały otwór, przez który przepływa również prąd elektryczny w wodzie. W momencie przepływu cząstki przez otwór raptownie rośnie opór elektryczny dla prądu jonowego. Generowany w ten sposób impuls elektryczny ma amplitudę proporcjonalną do objętości cząstki. Analizator impulsów na wyjściu układu rejestruje objętości cząstek zawieszonych w określonej objętości wody. W zależności od średnicy otworu, która jest rzędu od kilku do kilkuset mikronów, rejestruje się cząstki o rozmiarach od około 0,3 do około 200 μm . Metoda wymaga sprecyzowania wielu parametrów w układzie doświadczalnym.

morskiej, jak i w atmosferze nadmorskiej funkcja rozkładu rozmiarów zawiesin w ogólnym zarysie ma charakter opisany równaniem

$$NV^m = \text{const}, \quad (2.1)$$

gdzie N — akumulatywna liczba cząstek, tj. liczba cząstek o objętości większej niż V , zawieszonych w jednostce objętości wody. Wykładnik m



Ryc. 2.1. Rozkład rozmiarów zawiesin morskich

Fig. 2.1. Size distribution of suspended particles in sea water

a — akumulatywna liczba cząstek w 1 cm^3 wody, tj. liczba cząstek o średnicy większej od danej na osi średnic; wody zatoki Biscayne (pomiar licznikiem cząstek typu Coulte'a wykonał na prośbę autora dr H. Bader, Uniwersytet w Miami, 27 III 1969). b — współzależność między średnicami zawiesin a ich suchą masą w 1 m^3 wody; północno-wschodni Pacyfik (Hobson 1967)

a — accumulative number of particles in 1 cm^3 of water, i.e. number of particles larger than the values given on the diameter axis; Biscayne Bay waters (results obtained by Dr. H. Bader, University of Miami, using a Coulter Counter, 27.III.1969). b — correlation between the diameter of the suspensions and their dry mass in 1 m^3 of water; north east Pacific (Hobson 1967)

przyjmuje na ogół wartości od około 0,5 do 2 i często jest bliski jedności. Oznacza to silny wzrost liczby cząstek o małych rozmiarach, co tłumaczy się ich powstawaniem w procesie rozpuszczania i dekompozycji cząstek większych, a także w wyniku produkcji bakteryjnej (Sheldon i wsp. 1967).

Przy dokładnej analizie funkcji rozkładu rozmiarów zawiesin morskich widoczne są jednak pewne modyfikacje krzywej odpowiadającej równaniu (2.1), spowodowane obecnością określonych gatunków planktonu i bakterii, a także selektywnym działaniem środowiska wodnego na różne składniki mineralne. Obserwuje się też szerokie maksima masy cząstek w 1 m³ wody jako funkcji ich rozmiarów (ryc. 2.1) w przedziale od kilku do kilkudziesięciu mikronów (Hobson 1967, Sheldon i Parsons 1967).

Dużo małych nieorganicznych cząsteczek, szczególnie kwarcu, występuje w rejonach ujść rzecznych. W brzegowych, lecz skalistych strefach maksimum rozmiarów przesuwają się w stronę cząstek większych, a koncentracja maleje; na pełnym morzu widmo rozmiarów jest bardziej płaskie, uzależnione w znacznym stopniu od żywych mikroorganizmów.

Oddzielny problem stanowią tzw. agregaty cząstek (Tsujita 1953, 1955, Riley 1963, Riley i Nishizawa 1961, Riley i wsp. 1964, Kane 1967). Powstają one na skutek koagulacji masy detrytowej, a szczególnie protoplastów obumarłych komórek fitoplanktonu. Przy ich dużej koncentracji tworzy się galaretowata masa, która chwyta w pułapkę inne organiczne i nieorganiczne cząstki. Powstające w ten sposób agregaty cząstek mają duże rozmiary, tj. rzędu kilkudziesięciu do kilkuset mikronów, i zawierają w sobie zarówno cząstki nieorganiczne, jak i detryt organiczny oraz żywe komórki planktonu i bakterie (p. fotografie zawiesin — Dera 1965, Kane 1967).

O koncentracji i składzie zawiesin w określonym obszarze wód decydują przede wszystkim ich źródła charakterystyczne dla tego obszaru. Z takiego punktu widzenia możemy wyróżnić przede wszystkim obszary wysokiej lub niskiej produkcji biologicznej, zależnej głównie od klimatu, szerokości geograficznej i sezonu: strefy tropikalne, polarne, obszary mórz szelfowych, strefy brzegowe z wpływem rzek, obszary wielkich prądów międzykontynentalnych, jak Prąd Zatokowy itp. Pewien pogląd na zróżnicowanie geograficzne koncentracji zawiesin daje tab. 2.2 zestawiona przez Parsonsa (1963) i uzupełniona przez autora tej pracy.

Na otwartym oceanie na ogół zasadniczym źródłem zawiesin jest produkcja biologiczna w strefie eufotycznej. Dominujące tutaj grupy fitoplanktonu to zwykle *Bacillariophyceae* (okrzemki), *Dinophyceae* (bruzdnice) i *Chrysophyceae*. Produkowane cząstki opadają w dół, ulegając jednocześnie degradacji na skutek procesów obumierania, utleniania i roz-

Tabela 2.2

Ilość organicznych i nieorganicznych zawiesin w wodzie morskiej
The amount of organic and inorganic particles in sea water

Rejon badań Investigation area	Całkowita masa zawiesin w mg/l wody Total mass of particles in mg/l of water	% zawiesin organicznych % of organic particles	Badania przeprowa- dzili Investigations carried out by
Strefa brzegowa Pacyfiku Pacific coastal zone	10,5	62	D. L. Fox i wsp. 1953 D. L. Fox et all. 1953
Pacyfik Pacific	3,8	29	D. L. Fox i wsp. 1953 D. L. Fox et all. 1953
Morze Północne North Sea	6,0	27	H. Postma 1954
Morze Wadden (Holandia) Wadden Sea	18,0	14	H. Postma 1954
Średnio w oceanach Oceans (in average)	0,8 ÷ 2,5	20 ÷ 60	A. P. Lisitzin 1959
Morze Beringa Bering Sea	2 ÷ 4	—	A. P. Lisitzin 1959
Ocean Indyjski Indian Ocean	—	6 ÷ 36	A. P. Lisitzin 1959
Cieśnina Long Island Long Island Straits	2 ÷ 7	20 ÷ 45	G. A. Riley 1959
Północno-wschodni Pacyfik w warstwie powierzchniowej North Eastern Pacific in the surface layer	0,45 ÷ 1	—	L. A. Hobson 1967

puszczania. W rezultacie rozmiary cząstek maleją z głębokością, a większość z nich w ogóle nie osiąga dna.

Pionowy gradient koncentracji cząstek zawieszonych zależy od wielu czynników o skomplikowanej współzależności. W stanie stacjonarnym w myśl modelu podanego przez Jerlova (1959) można go opisać równaniem

$$A \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} - \left(v - \frac{\partial A}{\partial z} \right) \frac{\partial C}{\partial z} - \frac{\partial v}{\partial z} C + R_c = 0, \quad (2.2)$$

gdzie C — koncentracja cząstek, z — głębokość (skierowana dodatnio w dół), R_c — lokalne zmiany czasowe w koncentracji cząstek, v — prędkość opadania, A — współczynnik dyfuzji turbulენტnej; C , v i A są funkcjami głębokości i przyjmują wartości dodatnie. Wielkość R_c regulowana jest przez procesy biologiczne i może być zarówno dodatnia, jak i ujemna.

Na ogół jednak nie jest sprawą prostą dokładne określenie v i R_c w funkcji głębokości, toteż równanie (2.2) możemy stosować jedynie do bardzo uproszczonych przypadków szczególnych. Istotny jest modelowy opis obserwowanych maksimum koncentracji zawieszin na określonych głębokościach, zwanych „warstwami rozpraszającymi” (optical scattering layer, Jerlov 1959).

Dla cząstek fitoplanktonu przy założeniu stałej prędkości opadania $v = \text{const}$ i $A = \text{const}$ równanie (2.2) można zapisać w postaci

$$A \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} - v \frac{\partial C}{\partial z} + \gamma C = 0, \quad (2.3)$$

gdzie $R_c = \gamma C$, a γ oznacza współczynnik szybkości produkcji. Zakłada się także dwuwarstwowy model środowiska, tj. górną warstwę eufotyczną, w której $\gamma = \text{const} > 0$, i dolną warstwę nieproduktywną, gdzie $\gamma = \text{const} < 0$.

Rozwiązanie równania przy tych założeniach (Riley i wsp. 1949) wskazuje na obecność maksimum koncentracji w dolnej partii strefy eufotycznej. Autorzy postulują też następujące ogólne warunki dla maksimum koncentracji:

z	$\frac{\partial^2 C}{\partial z^2}$	$\frac{\partial C}{\partial z}$
Powyżej maksimum	> 0	> 0
W maksimum	< 0	$= 0$
Poniżej maksimum	> 0	< 0

(2.4)

którym równanie (2.3) odpowiada, gdy w maksimum $\gamma > 0$, a poniżej maksimum $\gamma < 0$.

Dyskusję szeregu przypadków określających rozkład koncentracji zawieszin (np. w obecności termokliny) można znaleźć w cytowanych pracach Riley'a i współautorów oraz Jerlova. Uzasadniają one w sposób ogólny obecność warstwy rozpraszającej na około połowie drogi pomiędzy maksimum funkcji pionowej stabilności mas wodnych a głębokością

kompensacyjną procesu fotosyntezy. Wynika stąd, że najlepiej rozwiniętej warstwy rozpraszającej należy oczekiwać w miejscach, gdzie te dwie głębokości znajdują się w pobliżu siebie. Obserwacje pokrywają się w wielu wypadkach z powyższymi postulatami, jednak ilościowe ujęcie problemu wymagałoby uwzględnienia wielu dodatkowych czynników, jak zróżnicowanie prędkości opadania zawiesin, ruch mas wodnych, degradacja cząstek w czasie opadania, źródła cząstek poniżej strefy eufotycznej (Sheldon i wsp. 1967) i inne, które czynią rozkład zawiesin bardziej złożonym w przestrzeni i czasie. W dodatku nawet w całkowicie jednorodnej warstwie wód w strefie eufotycznej różne gatunki fitoplanktonu wykazują wyraźne maksimum koncentracji na różnych głębokościach (Ryther i Hulburt 1960).

Koncentracja zawiesin nieorganicznych jest na ogół znacznie większa w strefach brzegowych i rejonach prądów opływających brzegi niż na pełnym morzu, a ich różnorodność zależy od warunków lokalnych (Armstrong 1958, Gibbs 1967, Sheldon i Parsons 1967, Bucham i wsp. 1967). Na przykład we wschodnim Atlantyku zaobserwowano koncentracje zawiesin nieorganicznych rzędu $50 \div 1000 \text{ mg/m}^3$, a w ich składzie chemicznym znaleziono około 43% SiO_2 , 13% Fe_2O_3 i 13% Al_2O_3 (Armstrong 1958).

2.2. Substancje organiczne w wodzie morskiej

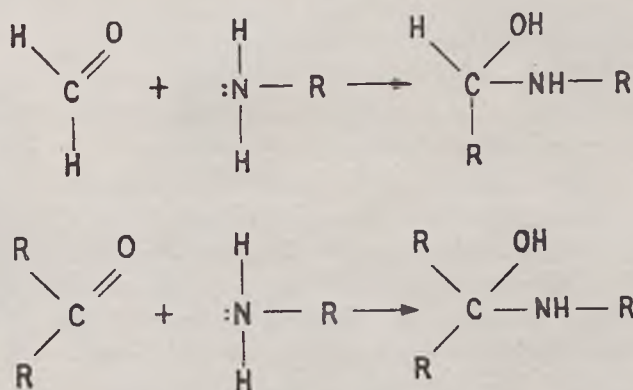
Rozpuszczone w wodzie substancje organiczne należy zaliczyć, obok zawiesin, do składników wody morskiej silnie modyfikujących pole świetlne w morzu. Wśród nich podstawową grupę stanowią tzw. substancje żółte odkryte i badane wiele lat przez Kallego (1937, 1961, 1966). Nazwa wynika z ich właściwości absorpcyjnych. Silne pasmo absorpcji w krótkofalowej części widma widzialnego i w nadfiolecie nadaje im zabarwienie żółte przy naturalnym oświetleniu dziennym, co w rezultacie silnie modyfikuje kolor wody, a przede wszystkim widmo transmisji promieniowania w głąb morza.

Analiza genezy i składu tych substancji nie jest w pełni wyjaśniona i do dziś zwana jest „problemem ciał żółtych” (Kalle 1966). Jest jednak pewne, że są to pośrednie lub bezpośrednie produkty metabolizmu organizmów morskich i ich koncentracja zależna jest od produkcji biologicznej w określonym rejonie wód.

Wiele badań laboratoryjnych poświęcono analizie substancji organicznych (Armstrong i Boalch 1961, Fogg i Boalch 1958, Guillard i Wangersky 1958, Duursma 1965). Stwierdzono np. produkcję tych substancji w wyniku metabolizmu alg morskich i wykazano, że jest to mieszanina

składników organicznych, w której znaczną część stanowią węglowodany i organiczne związki azotu powstające szczególnie wtedy, gdy algi znajdują się w warunkach deficytowych. Według Kallego (1961) do ważniejszych, powszechnie spotykanych substancji żółtych należą tzw. melanoidy. Powstają one łatwo tam, gdzie obecne są wolne węglowodany i wolne aminokwasy.

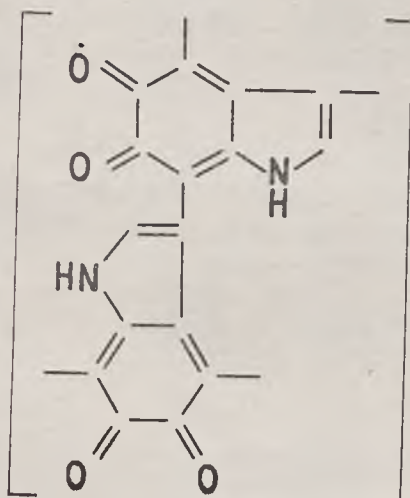
W środowisku morskim, zawierającym organizmy w pełni rozwoju obok organizmów obumarłych, istnieje niezwykle złożony zespół związków chemicznych, z których np. cukry lub ich produkty przemiany bez-tlenowej są istotnym materiałem dla reakcji melaninowej z białkami lub produktami ich rozkładu. Ogólnie wiadomo, że reakcja melaninowa polega na przyłączeniu zasadowych substancji azotowych (amin) do związków karbonylowych (aldehidy, ketony), zapoczątkowanym wg schematu



Związki powstające w pierwszej fazie tej reakcji ulegają następnie dalszym złożonym reakcjom polikondensacji prowadzącym do nie zdefiniowanych substancji wysokocząsteczkowych, których charakterystyczne pasma absorpcji w krótkofalowej części widma wynikają z obecności układów wiązań podwójnych (p. wzór na str. 26). Stąd też związki te charakteryzują się zabarwieniem żółtobrunatnym. Dobra ich rozpuszczalność w wodzie wynika z obecności grup hydrofilowych, jak $-\text{COOH}$, $-\text{OH}$, $-\text{NH}_2$ itp.

Obok ciał żółtych wyróżniają się bardziej znane substancje humusowe nanoszone do morza głównie przez rzeki. Humus powstaje zwykle podczas naturalnego rozpadu obumarłych roślin. Podstawowym jego składnikiem są ligniny, które kondensują, dając najpierw rozpuszczalne w wodzie substancje o małym ciężarze cząsteczkowym (Flaig 1960). W dalszym procesie ich kondensacji ciężar cząsteczkowy wzrasta, a rozpuszczalność maleje i w rezultacie tworzą się typowe cząstki humusu.

Substancje humusowe występują w wodzie zwykle w stanie koloidalnym, gdy tymczasem ciała żółte tworzą roztwory.



Melanina

Przypuszcza się, że zarówno geneza, jak i natura ciał humusowych lub humusopodobnych jest inna niż substancji żółtych w morzu. Niemniej sugeruje się też przyjęcie hipotezy, że część ciał żółtych stanowi jedynie rozpuszczalne składniki ciał humusowych.

Geneza rozpuszczonych w wodzie substancji organicznych wskazuje, że wzrost lub spadek ich koncentracji idzie w parze ze wzrostem lub spadkiem koncentracji zawiesin organicznych i nie jest łatwy do określenia. Koncentracja zawiesin organicznych jest natomiast zależna głównie od produkcji biologicznej, z jednej strony uwarunkowanej oświetleniem podwodnym, z drugiej zaś modyfikującej podwodne pole świetlne i ograniczającej grubość strefy eufotycznej.

Swoistą grupę substancji organicznych absorbujących światło widzialne w morzu, choć występujących głównie w komórkach fitoplanktonu, stanowią pigmenty. Podstawowe pigmenty w żywych komórkach planktonu to chlorofil, karoteny, ksantofile i fikobiliny (Kamen 1963). Chlorofil a występuje z reguły w komórkach wszystkich podstawowych gatunków fitoplanktonu. Dość licznie spotykany jest chlorofil c; chlorofil b występuje rzadziej, np. zawarty jest w komórkach *Chloropyceae* (Parsons 1963). Spośród karotenów w komórkach z zasady obecny jest β -karoten. Spośród ksantofili w komórkach *Bacillariophyceae* i *Chrysophyceae* zwykle występuje fukoksantyna, w komórkach *Dinophyceae* — berilina. Inne ksantofile spotyka się w niektórych gatunkach komórek. Fikobiliny występują rzadko, tylko w mniejszości w niektórych grupach planktonu, jak np. *Myxophyceae* lub *Cryptophyceae*.

Chlorofil a, jako dominujący pigment, służy też na ogół za wskaźnik koncentracji pigmentów w morzu (UNESCO 1966). Występuje on w oceanie w ilościach od ułamka miligrama do kilku miligramów (w strefie eufotycznej) na m^3 wody. Zmiany koncentracji chlorofilu w czasie i przestrzeni są przy tym bardzo znaczne (Ketchum i wsp. 1958, Holmes 1958). Zasadniczy wpływ na koncentrację i skład pigmentów w komórkach ma oświetlenie panujące w danym środowisku (Yentsch i Scagel 1958, Steele i Yentsch 1960, Yentsch 1965, Burkholder 1967). Z tego też względu pionowy rozkład chlorofilu w oceanie jest nie mniej zróżnicowany niż pionowy rozkład koncentracji planktonu i ma maksimum w dolnej części strefy eufotycznej. Wygodne jest w tej sytuacji zdefiniowanie ilości chlorofilu w słupie wody pod $1 m^2$ powierzchni morza, która np. w Oceanie Indyjskim jest rzędu $25 \div 150 mg/m^2$ (Yentsch 1965), gdy tymczasem całkowita ilość pigmentów w chloroplastach wynosi około 50 do $230 mg/m^2$.

3. OSŁABIANIE ŚWIATŁA W MORZU

Wobec około 35 gramów soli morskiej w litrze przeciętnej wody oceanicznej miligramowe ilości zawiesin i substancji organicznych stanowią jedynie drobne domieszki. Śladowe ilości tych substancji spełniają jednak poważną rolę w cyklu biologicznym morza i wyróżniają się spośród pozostałych składników silnym oddziaływaniem na pole świetlne w morzu.

Istotnym dla biosfery podwodnej wypadkowym efektem oddziaływania zawiesin i substancji organicznych ze światłem jest osłabianie skierowanych promieni słonecznych w górnej warstwie morza i dyfuzyjne osłabianie oświetlenia przenikającego w głąb toni wodnej. Obydwa te zjawiska są wynikiem elementarnych procesów absorpcji i rozpraszania światła, jednak ich wpływ na podwodne pola świetlne jest różny. Osłabianie oświetlenia, opisane funkcją $K(z, \pm)$ w równaniu (1.16), wyraża zasadniczo redukcję energii promienistej przenikającej w głąb morza; osłabianie promieni skierowanych, opisane funkcją $c(z)$ w równaniu (1.4), charakteryzuje natomiast rzeczywiste, spektralne właściwości absorpcyjno-rozpraszające ośrodka, decydujące o strukturze geometrycznej i składzie widmowym światła w wodzie.

3.1. Wyznaczenie funkcji osłabiania

Sposób wyznaczania funkcji $K(z, \pm)$ i $c(z)$ wymaga na wstępie komentarza wobec istniejących w literaturze rozbieżności wyników, które są spowodowane błędami metod pomiarów w ośrodkach rozpraszających (Rozenberg 1967).

Zauważmy w tym celu, że współczynnik $c(z)$ zdefiniowany jest zasadniczo równaniem przenoszenia energii promienistej, które w stanie stacjonarnym dla ośrodka na głębokości z o stałym współczynniku załamania n i pozbawionym wewnętrznych źródeł światła na drodze r można zapisać w postaci

$$\frac{dL(z, \Theta, \Phi)}{dr} = -c(z)L(z, \Theta, \Phi) + L_*(z, \Theta, \Phi), \quad (3.1)$$

gdzie Θ, Φ — kąty kierunkowe, L — radiacja (jako funkcja λ) transmitowana w kierunku (z, Θ, Φ) , L_* — funkcja drogowa opisana wzorem

$$L_*(z, \Theta, \Phi) = \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} L(z, \Theta', \Phi') \beta(z, \Theta', \Phi', \Theta, \Phi) \sin \Theta' d\Theta' d\Phi', \quad (3.2)$$

gdzie $\beta(z, \Theta', \Phi', \Theta, \Phi)$ — objętościowa funkcja rozpraszania zdefiniowana wzorem (1.7).

W dotychczasowej praktyce w celu wyznaczenia $c(z, \lambda)$ (Kalinowski i Dera 1968) prowadzi się zwykle pomiar transmisji cylindrycznie ograniczonej wiązki światła i wykorzystuje znane równanie wykładnicze analogiczne do prawa absorpcji Lamberta. Zobaczmy jednak, że aby postępowanie takie było prawidłowe dla ośrodka rozpraszającego, układ pomiarowy musi spełniać dwa zasadnicze warunki: 1) $L_* = 0(!)$, 2) L musi być mierzone ściśle i wyłącznie z kierunku (z, Θ, Φ) . Warunki te oznaczają innymi słowy całkowity brak światła w przestrzeni otaczającej mierzoną cienką i równoległą wiązkę promieni, brak rozpraszania drugiego i wyższych rzędów i przede wszystkim odbieranie przez miernik radiacji jedynie tej części wysyłanych promieni, które nie uległy nawet najmniejszej zmianie kierunku na skutek rozpraszania w ośrodku. Przy takich założeniach równanie (3.1) daje się zredukować, przekształcić i w skrócie zapisać w postaci

$$c = -\frac{1}{L} \frac{dL}{dr}, \quad (3.3)$$

a po scałkowaniu wzdłuż drogi r przyjmuje powszechnie znaną postać operacyjną

$$c = -\frac{1}{r} \ln \left(\frac{L_r}{L_0} \right). \quad (3.4)$$

Stosunek radiacji L_r/L_0 wyraża transmisję wiązki promieni, a wartość tej transmisji dla drogi 1 m zwana jest *przezroczystością*.

Wymienione założenia w praktyce są jednak spełniane tylko z pewnym przybliżeniem, a szczególnie duże błędy może wprowadzać zjawisko rozpraszania promieni w małe kąty do przodu. Zauważmy bowiem, że w myśl definicji $c(z)$ promień, który w wyniku rozpraszania choćby minimalnie zmieni kierunek, powinien być liczony na straty i obniżać odpowiednio wartość transmisji. Takie zdefiniowanie transmisji wiązki charakteryzującej ośrodek jest uzasadnione jej jednoznacznością i przydatnością do przewidywania przebiegu innych istotnych zjawisk optycznych, jak np. przenoszenie obrazu pod wodą (Dera i Olszewski 1969) czy zasięg fluktuacji podwodnego pola świetlnego, wywołanych załamaniem promieni na sfalowanej powierzchni morza (Dera i Gordon 1968).

Jeżeli w wyniku wadliwej geometrii układu optycznego spektrofotometru lub jego nieprzystosowania do pomiarów c w środowisku rozpraszającym (jak wiele spektrofotometrów analitycznych) część światła rozproszonego do przodu w kąt bryłowy $\Delta\omega$ odbierana jest również przez miernik radiacji, to zamiast L_r mierzymy

$$L_{r*} = L_r + \Delta L_{r*}, \quad (3.5)$$

W takim wypadku współczynnik osłabiania obliczany z wzoru (3.4) będzie następujący:

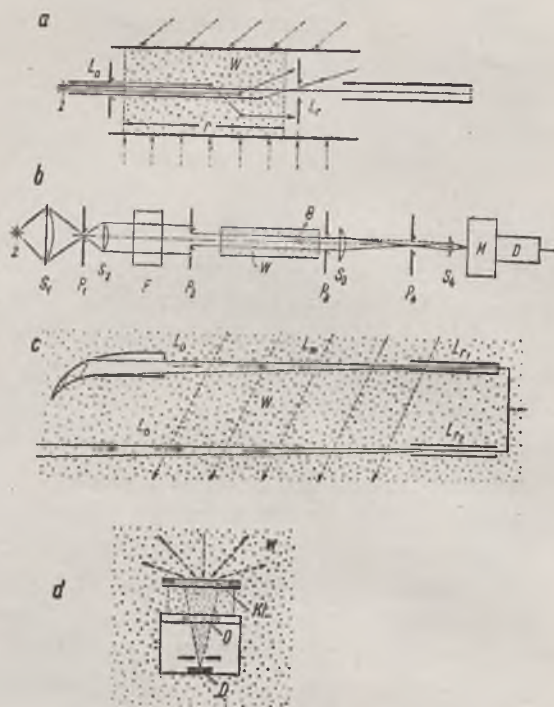
$$c_* = -\frac{1}{r} \ln \frac{L_{r*}}{L_0} < c. \quad (3.6)$$

Wobec równań (1.8) i (1.9) mierzona wartość c możemy zapisać inaczej

$$c_* = a + b - \int_0^{\Theta'} \int_0^{2\pi} \beta(z, \Theta', \Phi', \Theta, \Phi) \sin \Theta' d\Theta' d\Phi', \quad (3.7)$$

gdzie Θ' — kąt rozpraszania do przodu odpowiadający kątowi bryłowemu $\Delta\omega$.

Aby oszacować błędy spowodowane tym zjawiskiem, zwrócimy uwagę na kształt funkcji rozpraszania dla wody morskiej, która jest silnie



Ryc. 3.1. Schemat zasady pomiaru funkcji osłabiania wiązki promieni i oświetlenia

a — zasada pomiaru transmisji wiązki; L_0 — radiacja wchodząca w badany ośrodek na kierunku pomiaru transmisji, L_r — radiacja mierzona po wyjściu z ośrodka, W — badana woda, Z — źródło światła, *b* — schemat aparatury pomiarowej; S — soczewki skupiające, P_2 , P_3 — przesłony cylindryczne o \varnothing 3÷4 mm, P_1 , P_4 — „szczeliny” cylindryczne o \varnothing 1 mm, F — filtr odcinający podczerwień i modyfikujący widmo źródła, M — monochromator, D — detektor (fotopowielacz) (Dera). *c* — zasada pomiaru współczynnika osłabiania *c* in situ metodą czarnej tarczy (Gordon, Dera i Ivanoff 1969); L^* — funkcja drogowa. *d* — schemat oświetniomierza z kolektorem Lamberta (Kt); O — okienko optyczne wodoszczelnie zamykające wnętrze miernika, D — detektor (foto-ogniwo selenowe)

Fig. 3.1. Schematic representation of how to determine the beam attenuation coefficient and the irradiance

a — principle of the beam transmittance measurement; L_0 — radiance entering the tested medium in the direction of the measured transmittance, L_r — radiance measured after leaving the medium, W — water sample, Z — light source, *b* — scheme of the measuring system; S — condensing lens, P_2 , P_3 — cylindrical aperture 3÷4 mm diameter, P_1 , P_4 — cylindrical aperture 1 mm diameter, F — filter cutting of the infra-red radiation and modifying the spectrum of the ingoing beam, M — monochromator, D — detector (photomultiplier) (Dera). *c* — illustration of the black screen method for the in situ beam attenuation coefficient measurement (Gordon, Dera and Ivanoff 1969); L^* — path function, *d* — diagram of the irradiance meter with the cosine collector (Kt); O — optical watertight window, D — detector

wydłużona do przodu (Masaaki Fukuda 1964, Kullenberg 1968, Jerlov 1968). Z kształtu tej funkcji wynika, że w kąt $\Theta' = 5^\circ$ do przodu rozpraszane jest około 25% całości rozproszonego światła, a w kąt $\Theta' = 20^\circ$ aż jego 75% (Spilhaus i wsp. 1966). Zjawisko opisane równaniem (3.7) daje się nawet wykorzystać do pomiarów absorpcji w środowisku rozpraszającym, jeśli powierzchnia zbierająca detektora zostanie tak powiększona, że doprowadzi to praktycznie do redukcji dwóch ostatnich składników równania (3.7), co pozwoli przyjąć $c_* \approx a$.

W świetle powyższych uwag widać, że najodpowiedniejsze do pomiarów transmisji wiązki promieni z punktu widzenia kolimacji układu pomiarowego jest laserowe źródło światła. Z wielu jednak innych praktycznych względów stosuje się prostsze rozwiązania opisane częściowo w pracach Kalinowskiego i Dery (1968) oraz Jerlova (1968). Jedno z rozwiązań stosowanych przez autora do precyzyjnych pomiarów laboratoryjnych pokazano na ryc. 3.1b; istotny element stanowi w nim stosunek średnicy przesłony P_4 do odległości ogniskowej soczewki S_3 , który powinien być jak najmniejszy ($\angle \Theta'$ rzędu $0,5^\circ$; p. Gumprecht i Sliepcevich 1953).

W ubiegłym roku, po raz pierwszy w oparciu o koncepcję Le Granda (1939), została opracowana z udziałem autora i wykorzystana do pomiarów współczynnika c in situ metoda bezwzględna, zwana *metodą czarnej tarczy* (Gordon i wsp. 1969). Wykorzystuje się w niej naturalne pole świetlne w morzu zamiast sztucznego źródła światła. Metoda oparta jest na pomiarze dwóch wartości radiacji in situ w kierunku poziomym na głębokości z ; jednej L_{r1} przy mierniku radiacji wycelowanym poziomo na czarną tarczę umieszczoną w odległości r , drugiej L_{r2} przy mierniku radiacji wycelowanym poziomo w przestrzeń (ryc. 3.1c). Jeśli radiację rzeczywistą na powierzchni tarczy oznaczymy przez L_0 , to jej wartość transmitowana na odległość r będzie następująca:

$$L_r^0 = T_r L_0, \quad (3.8)$$

gdzie T_r — transmisja radiacji na drodze r . Miernik transmisji w podwodnym polu świetlnym z odległości r od tarczy odbiera tzw. *radiację pozorną* (Preisendorfer 1964, Dera i Olszewski 1969)

$$L_r = L_r^0 + L_r^*, \quad (3.9)$$

gdzie L_r^* — transmitowana na drodze r radiacja drogowa wyrażona wzorem

$$L_r^* = \int_0^r T_{r,r'} L_* dr', \quad (3.10)$$

gdzie r' — zmienna odległość od tarczy na drodze r . W wypadku obser-

wacji w kierunku poziomym, kiedy można przyjąć $c = \text{const}$ i $L_* = \text{const}$, wyrażenie na radiację pozorną L_r daje się sprowadzić do postaci

$$L_r = L_0 e^{-cr} + \frac{L_*}{c} (1 - e^{-cr}). \quad (3.11)$$

Przy pomiarach metodą czarnej tarczy spełnione są warunki: w pierwszym pomiarze L_{r_1} warunek $L_0 = 0$ (doskonale czarna tarcza), w drugim pomiarze L_{r_2} warunek $r = \infty$. W takim wypadku na podstawie równania (3.11) otrzymamy

$$L_{r_1} = \frac{L_*}{c} (1 - e^{-cr}), \quad (3.12)$$

$$L_{r_2} = \frac{L_*}{c}, \quad (3.13)$$

skąd wynika równanie pozwalające łatwo wyznaczyć współczynnik c

$$\frac{L_{r_1}}{L_{r_2}} = 1 - e^{-cr}. \quad (3.14)$$

Czarną tarczę stanowi otwór w odpowiednio ukształtowanym pojemniku, wchodzący podczas pomiaru L_{r_1} w pole widzenia miernika radiacji.

Jako fotodetektora przy pomiarach $c(z, \lambda)$ celowe jest, ze względu na precyzję pomiaru, stosowanie przede wszystkim fotopowielacza z monochromatorem lub filtrami interferencyjnymi. Opis wielu różnych rozwiązań konstrukcyjnych, klasycznych mierników funkcji $c(z, \lambda)$, można znaleźć między innymi w pracy Kalinowskiego i Dery (1968).

Z kolei poświęćmy nieco uwagi wyznaczaniu funkcji dyfuzyjnego osłabiania oświetlenia $K(z, \pm)$, wyrażającej w pewien sposób warunki dyfuzji energii promienistej w głąb morza. Funkcja $K(z, \pm)$ jest ściśle związana z transmisją oświetlenia wzorem wynikającym bezpośrednio ze scałkowania równania (1.16):

$$E(z + \Delta z, \pm) / E(z, \pm) = e^{-K(z, \pm) \cdot \Delta z}.$$

Skąd widać, że zagadnienie sprowadza się tu do pomiarów oświetlenia na różnych głębokościach, a od metody pomiaru jest wymagane spełnienie równania (1.16). Oświetlenie w morzu daje się wyznaczyć zasadniczo dwoma sposobami, tj. przez pomiar przestrzennego rozkładu radiacji i jej scałkowanie numeryczne w myśl wzoru (1.2) lub (1.3) bądź też

przez pomiar bezpośredni za pomocą tzw. cosinusowego lub sferycznego kolektora całkującego. Metody te opisali w zarysie Kalinowski i Dera (1968), a szczegóły całkowania numerycznego radiacji omówili też Tyler i współautorzy (1959).

Na ogół przyjęła się druga z wymienionych metod pomiaru $E(z, \pm)$, tj. za pomocą fotodetektora z cosinusowym kolektorem całkującym, zwanym też kolektorem Lamberta. Nazwa pochodzi od cosinusowego prawa Lamberta, jakie kolektor taki powinien spełniać. Metoda ta jest znacznie prostsza od pierwszej, wymaga jednak uważnego sprawdzenia układu pomiarowego z kolektorem. Kolektor Lamberta stanowi płytka płaskorównoległa o grubości rzędu 1 cm i średnicy kilku centymetrów, zrobiona z materiału silnie i nieselektywnie rozpraszającego światło. Ze względu na podobieństwo współczynników załamania wody i niektórych tworzyw sztucznych wskazane jest stosowanie kolektora wykonanego z tworzywa i umieszczanie go w polu widzenia fotodetektora w wodzie, kilka centymetrów nad okienkiem podwodnego miernika światła (ryc. 3.1d). Sprawdzianem, w jakim stopniu kolektor spełnia prawo Lamberta, jest pomiar stopnia niezależności jasności jego powierzchni po stronie fotodetektora od kierunku padania na kolektor w wodzie próbnej, cienkiej wiązki promieni. Kolektor musi oczywiście mieć półpełny kąt widzenia (górną lub dolną półsferę). Dla małych kątów padania promieni prawo Lamberta spełniane jest oczywiście gorzej. Nie powoduje to jednak dużych błędów w badaniach oświetlenia odgórnego w strefie eufotycznej, ponieważ odgórny strumień energii ma tam silne maksimum z kierunku małych kątów padania (p. rozkład radiacji na ryc. 3.10); błędy mogą być znaczne przy niskim położeniu słońca, przy pomiarach strumienia oddolnego i w niektórych innych przypadkach szczególnych (Poole 1945).

W dążeniu do zwiększenia precyzji pomiarów, a także przystosowania podwodnych fotometrów do pomiaru kilku funkcji stosuje się jako detektory oświetlenia wyposażone w kolektor Lamberta wiele skomplikowanych układów elektroniczno-optycznych (Kalinowski i Dera 1968). Do pomiarów w strefie eufotycznej najczęściej jednak wystarczające i celowe jest odpowiednie zastosowanie układu z fotoogniwem selenowym. W celu zachowania proporcjonalności między mierzonym fotoprądem i oświetleniem należy tu jednak pamiętać, by opór w zewnętrznym obwodzie fotoogniwa selenowego był mały (rzędu 100 Ω), a strumień światła padający na fotoogniwo zredukowany około 100 razy w stosunku do pełnego oświetlenia słonecznego powierzchni morza przy wysokim położeniu słońca na niebie. Wpływ różnic temperatur spotykanych w morzu na pracę fotoogniwa w takim układzie można pominąć.

Oddzielne zagadnienie stanowi monochromatyzacja układu pomiaro-

wego; stosowanie wąskopasmowych filtrów interferencyjnych lub filtrów barwnych o maksymalnej połówkowej szerokości pików transmisji 50 nm jest konieczne wobec silnego zróżnicowania widm transmisji oświetlenia w morzu (p. ryc. 3.5). Równocześnie prowadzone są prace nad konstrukcją detektora sumarycznej ilości kwantów w przedziale 400 ÷ 700 nm (UNESCO 1966, próby w Laboratorium Optyki Morza w San Diego w 1968 r.), inspirowane faktem, że fitoplankton wykorzystuje do produkcji pierwotnej całe widmo światła widzialnego (p. też Koblenc-Miszke i Oczakowski 1966).

Trudności związane z pomiarem funkcji osłabiania oświetlenia i ograniczenia dokładności pomiarów spowodowane są ponadto czynnikami zewnętrznymi, z których główny wpływ mają fluktuacje podwodnego pola świetlnego omawiane w następnym rozdziale. Złagodzenie ich wpływu próbowano osiągnąć przez zastosowanie dwóch detektorów w układzie różnicowym, z których jeden pracuje nad wodą (Irradiance Meter Model C-1a, Marine Adviser, USA). Metoda ta okazuje się jednak mało skuteczna wobec skomplikowanego charakteru fluktuacji oświetlenia (p. Dera i Olszewski 1967, Dera i Gordon 1968). W badaniach autora najbardziej zadowalające rezultaty daje stosowanie fotointegratorów (Dera i wsp. 1967), a także rejestracja ciągła (w określonych przedziałach czasu) lub wykorzystanie odpowiednich warunków meteorologicznych (Dera 1967, Gordon i Dera 1968).

3.2. Transmisja promieni skierowanych

W czystej wodzie, ze względu na pasma absorpcji w podczerwieni oraz silne i selektywne rozpraszanie molekularne widoczne szczególnie w ultrafiolecie, maksimum transmisji wiązki promieni występuje w paśmie widzialnym w zielono-niebieskim przedziale widma. Sprawą szczególnie trudną jest pomiar widma osłabiania dla czystej wody. Wynika to zarówno z trudności spreparowania strukturalnie czystej i wolnej od zawiesin wody, jak i z powodu małych wartości, jakie przyjmuje współczynnik $c(\lambda)$ dla wody w paśmie widzialnym. Spośród stosunkowo nielicznych prac dotyczących tego zagadnienia na ogół cytuje się wyniki badań Clarke'a i Jamesa (1939) jako jedne z najbardziej wiarygodnych. Wynika z nich, że minimum $c(\lambda)$ przypada w wodzie dla $\lambda = 475$ nm i wynosi $0,018 \text{ m}^{-1}$. Stopniowy spadek transmisji na skutek absorpcji widoczny jest od około 560 nm w stronę fal długich (Gordon i Dera 1968). Silną absorpcję obserwuje się natomiast w podczerwieni (Curico i Petty 1951) na skutek występowania serii energetycznych poziomów oscylacyjno-rotacyjnych molekuł wody. W krótkofalowej części widma osła-

Ryc. 3.2. Typowe widma transmisji wiązki promieni w różnych wodach naturalnych

1 — względnie czysta woda oceaniczna — Prąd Zatokowy w Cieśninie Florydzkiej; 2÷7 — wody szelfowe i brzegowe (2÷6 z okolic Florydy, 7 — z Zatoki Gdańskiej); 8 — wody ujściowe Wisły; 9 — wody brzegowe silnie zmętnione w czasie sztormu (zatoka Biscayne) (Dera)

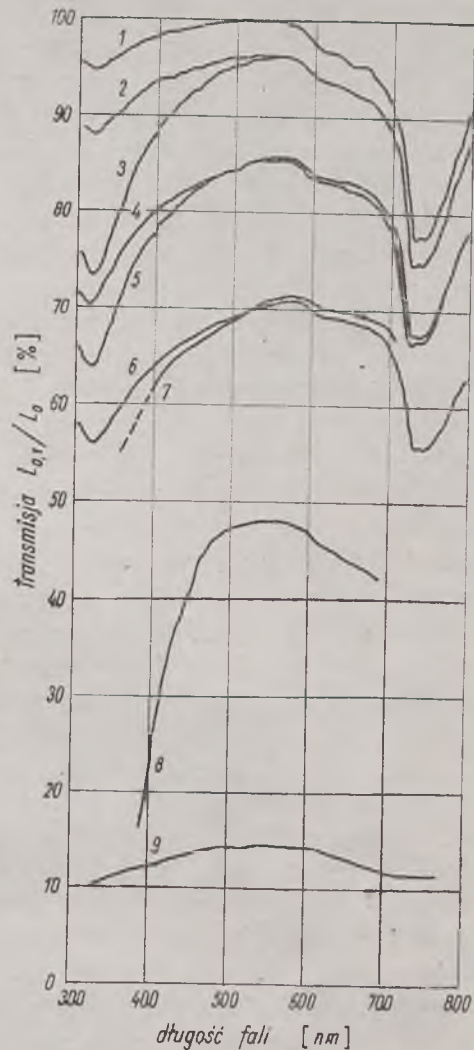
Fig. 3.2. Typical beam transmittance spectra in different natural waters
1 — relatively clean ocean water — Gulf Stream in the Florida Straits; 2 ÷ 7 shelf and coastal waters (2 ÷ 6 Florida region, 7 — Bay of Gdańsk); 8 — waters of the Vistula mouth; 9 — coastal waters strongly mixed during a storm (Biscayne Bay) (Dera)

bianie przypisuje się głównie rozpraszaniu molekularnemu przy braku pasm absorpcyjnych (Léonoble i Saint-Guilly 1955).

Znajdujące się w wodzie morskiej domieszki (nie sól morską!) silnie zmieniają przebieg widma transmisji w paśmie widzialnym i ultrafiolecie, zwiększając wymienioną, minimalną wartość współczynnika c w skrajnych przypadkach o 3 rzędy wielkości (Jerlov 1953, Kalle 1961, Dera 1965, 1967). W szczególności obecność substancji organicznych wywołuje silny wzrost absorpcji w paśmie fioletu i ultrafioletu (Amström i Boalch 1961, Kalle 1966).

Analizy sumarycznego wpływu domieszek zawartych w wodzie na modyfikację widma transmisji wiązki promieni dokonano poniżej na podstawie zbadanych przez autora widm dla wód naturalnych, spośród których zostały wyróżnione wszystkie zasadnicze przypadki spotykane w naturze. Ich ilustracją jest ryc. 3.2.

Krzywa 1 na tej rycinie przedstawia typowy przebieg widma transmisji wiązki promieni w stosunkowo czystej wodzie oceanicznej (Prąd Zatokowy w pobliżu Florydy). Krzywa ta różni się od analogicznej dla laboratoryjnie destylowanej wody jedynie w granicach błędu rejestracji automatycznym układem spektrofotometrycznym Backmana typu DK-2.



Widoczne jest na niej przede wszystkim silne pasmo absorpcyjne w długofalowej części widma, podobnie jak w czystej wodzie. Widać również, że osłabianie w paśmie zielono-niebieskim jest minimalne. Idąc dalej w stronę fal krótkich, obserwuje się wyraźny wzrost osłabienia na skutek rozpraszania molekularnego, które, jak widzimy, rośnie w myśl prawa Releigha odwrotnie proporcjonalnie do czwartej potęgi λ (Van de Hulst 1957), a także na skutek absorpcji przez śladowe ilości substancji organicznych. Ponadto w ultrafiolecie oddziaływanie niektórych jonów soli morskiej nie jest do pominięcia (Armstrong i Boalch 1961). Krzywa 1 zdaje się więc potwierdzać praktyczny brak absorpcji w czystej wodzie od około 550 nm aż do bliskiego ultrafioletu.

Spójrzmy z kolei na krzywe 2, 4 i 6, tj. charakterystyki wód zatoki Biscayne (Floryda) odznaczające się dużą zawartością domieszek oddziałujących ze światłem przy jednoczesnym oceanicznym poziomie zasolenia. Krzywe te różnią się od krzywej 1 i między sobą jedynie nieznacznie kształtem, lecz bardzo wyraźnie różnym położeniem na skali transmisji. To obniżenie transmisji, prawie równomierne w całym przedziale widma widzialnego, należy przypisać, jak pokażemy dalej, prawie nie-selektywnemu rozpraszaniu promieni na zawiesinach. Przesunięcie charakterystyk w dół na skali transmisji oznacza zatem wzrost koncentracji zawiesin o rozmiarach większych od długości fal w przedziale widzialnym.

Porównajmy wreszcie między sobą krzywe 2 i 3, 4 i 5 oraz 6 i 7. Porównując je parami, można stwierdzić, że reprezentują wody nie różniące się praktycznie koncentracją zawiesin, różniące się natomiast wyraźnie zawartością substancji organicznych absorbujących krótkofalową część widma. Absorpcja ta jest wyraźnie większa w wypadku krzywych 3, 5 i 7, gdzie koncentracja substancji organicznych jest wyższa. Tak więc nachylenie widma w obszarze krótkofalowym, lub lepiej — stosunek transmisji np. dla wybranego pasma fioletu do transmisji dla wybranego pasma zieleni, może stanowić miarę koncentracji substancji organicznych w wodzie.

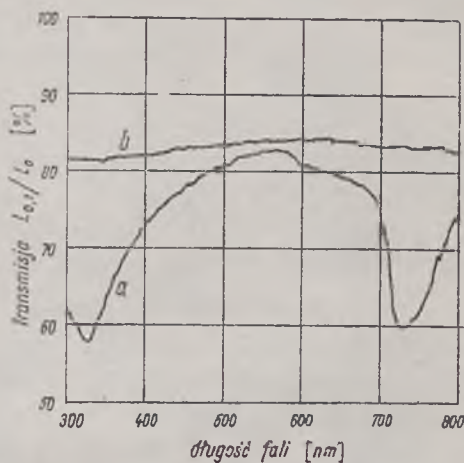
Krzywa 8 na ryc. 3.2 reprezentuje kształt widma wody rzecznej (Wisła w ujściu), gdzie występują znaczne ilości zarówno zawiesin (rzędu 50 mg/l), jak i substancji organicznych oraz prawdopodobnie także innych składników oddziałujących ze światłem, a wprowadzonych do rzeki w formie odpadów przemysłowych.

Wreszcie krzywa 9 przedstawia przebieg transmisji promieni w dość wyjątkowym wypadku, tj. w silnie zmętnionej warunkami sztormowymi wodzie strefy brzegowej. Jak widać, wskutek przytłaczającego wpływu rozpraszania na zawiesinach selektywność osłabiania jest tu mało widoczna.

Założenie o nieselektywnym rozpraszaniu światła na zawiesinach morskich wobec funkcji rozkładu ich rozmiarów (p. rozdz. 2) jest na ogół słuszne i potwierdzone z pewnym przybliżeniem przez wiele eksperymentów (Jerlov 1968). Wypadkowy wpływ rozpraszania (w tym także molekularnego) na selektywność osłabiania promieni zależy natomiast od stopnia zanieczyszczenia wody. Przy jej średnim lub dużym zmętnieniu wpływ silnie selektywnego rozpraszania molekularnego można po prostu pominąć na tle silnego, nieselektywnego rozpraszania na dużych zawiesinach. Wynika to także z wartości i kształtu funkcji rozpraszania w wodzie (Jerlov 1961, Tyler 1961, Masaaki Fukuda 1964, Morel 1966, Spilhaus i wsp. 1966).

Pewną ilustrację stopnia słuszności założenia o nieselektywnym osłabianiu wiązki promieni w wyniku oddziaływania samych zawiesin morskich stanowi rezultat eksperymentu, który pozwolił na pomiar tego oddziaływania. Mianowicie za pomocą dwustrumieniowego samopiszącego spektrofotometru Beckmana zdjęto widmo transmisji promieni w naturalnej próbce wody (krzywa *a* na ryc. 3.3) obok widna transmisji względnej w tej próbce odniesionej do jej przesączu (krzywa *b* na ryc. 3.3). Krzywa *b* ilustruje zatem widmo osłabiania promieni przez same zawiesiny w wodzie (sączono kilkakrotnie przez filtr membranowy 0,45 nm). Jak widać, selektywność wpływu zawiesin jest minimalna, choć można dopatrzeć się pewnej absorpcji wzrastającej w stronę fal krótkich.

Jak wynika z wykresu na ryc. 3.2, we wszystkich zamieszczonych przypadkach trudno dostrzec zasadnicze względne przesunięcie maksimum transmisji promieni, jeśli pominąć analizę krzywej dla czystej wody oceanicznej, która jest tu zbyt mało dokładna. W czystej wodzie wg danych Clarke'a i Jamesa (1939) maksimum występuje dla $\lambda = 475$ nm.



Ryc. 3.3. Ilustracja stopnia wpływu zawiesin na selektywność transmisji wiązki promieni

a — widmo transmisji w naturalnej próbce.
b — widmo transmisji względnej, tj. w próbce naturalnej z zawiesinami, odniesionej do tej samej próbki po oddzieleniu zawiesin (Dera)

Fig. 3.3. Illustration of the influence of suspended matter on the beam transmittance spectrum

a — transmittance spectrum in sample of natural sea water. *b* — relative transmittance spectrum i.e. in the same sample with suspensions related to the same water after removing suspensions (automatically recorded by DK-2 Beckman Spectrophotometer) (Dera)

Takie przesunięcie przy niewielkich różnicach wartości $c(475 \text{ nm})$ i $c(550 \text{ nm})$ jest oczywiście możliwe, jednak wobec braku pasm absorpcji po stronie fal krótkich i wobec właściwości rozpraszania molekularnego w czystej wodzie możliwy jest także pewien wpływ na przesunięcie c_{\min} minimum w stronę fal krótkich, zjawiska omawianego w rozdziale 3.1 i wyrażonego równaniem (3.6) lub (3.7). Potwierdzeniem takiej możliwości jest też, jak zobaczymy dalej, przesunięcie w czystej wodzie maksimum widma transmisji oświetlenia znacznie bardziej w stronę fal krótkich, rozpraszanie zaś molekularne w kierunku transmisji gra tam istotną rolę. Wpływ zjawiska opisanego równaniem (3.6) lub (3.7) widoczny jest także przy pomiarach fotometrem Beckmana DK-2, których wyniki porównane z transmisją idealnie skolimowanej wiązki laserowej wykazują zawyżenie transmisji o około 8% (Gordon i Dera 1968).

Ponadto, jak wynika z wykresu na ryc. 3.2, woda morska nie wykazuje w przedziale widzialnym wąskich, specyficznych pasm osłabiania wiązki promieni; poza wymienionymi dla wody strukturalnie czystej. Teoretycznie występujące pasma absorpcji chlorofilu (np. ok. 680 nm) i ewentualnie innych pigmentów fotoaktywnych są praktycznie niewidoczne wobec stosunkowo małej koncentracji tych składników w wodzie.

Nie udaje się niestety wyrazić matematycznie funkcji $c(\lambda)$ nawet dla czystej wody. W tej sytuacji zasadniczy pogląd na charakter wody morskiej z punktu widzenia osłabiania światła dają dwie wartości $c(\lambda)$, tj. jedna dla środkowej części widma, a druga dla części krótkofalowej. Wydaje się wygodne wybranie wartości dla $\lambda = 400 \text{ nm}$ i $\lambda = 550 \text{ nm}$. Wówczas wartość dla $c(550 \text{ nm})$ odzwierciedla w pewnym stopniu koncentrację zawiesin (zmętnienie wód), a różnica $c(400 \text{ nm}) - c(550 \text{ nm})$, proporcjonalna do średniego nachylenia widma w paśmie fal krótkich, wyraża koncentrację substancji żółtych.

W literaturze brak jest systematycznych danych, które pozwoliłyby na wyżej proponowane porównanie różnych obszarów wód oceanu światowego. Na podstawie dostępnych wyników (Kalle 1961, Duntley 1963, Ivanoff 1968) oraz pomiarów autora dokonano więc porównania za pomocą przybliżonych średnich wartości współczynnika c w paśmie zielonym widma (tab. 3.1).

Związek między masą zawiesin w wodzie a współczynnikiem $c(\lambda)$ nie jest jednoznaczny. Wynika to ze zróżnicowania funkcji rozkładu rozmiarów zawiesin, a także z różnych ich właściwości fizycznych w różnych wodach. Pewien jednak pogląd na tę zależność dają przybliżone wzory empiryczne np. dla wody wiślanej $c(0,5 \mu\text{m}) \approx 0,33 M$, gdzie M — sucha masa zawiesin wyrażona w miligramach na 1 l wody (Dera 1967);

dla czystych wód oceanicznych przy koncentracji od około 0,5 do 2,0 mg/l (Oczakowski 1965) zaleca się wzór

$$c(0,5 \mu\text{m}) \approx \frac{M - 0,20}{4,44}$$

We wszystkich przypadkach występują duże rozrzuty punktów doświadczalnych w stosunku do wykresów obliczanych z wzorów (Hoeg i Schellenberger 1968). Dalsze szczegółowe badania tego związku są obecnie prowadzone w powiązaniu z funkcją rozkładu rozmiarów zawiesin. Z wstępnych danych wynika, że zależność ta jest prawdopodobnie liniowa, a wartość współczynnika wiążącego c z M zależy od wartości współczynnika m wyrażającego przebieg funkcji rozkładu rozmiarów zawiesin w myśl wzoru (2.1) (H. Gordon 1968 — informacje prywatne).

Zależność różnicy $c(400 \text{ nm}) - c(550 \text{ nm})$ od masy substancji organicznych w wodzie jest nie mniej skomplikowana, a analiza prowadząca do zdefiniowania masy tych substancji jest trudna (Duursma 1965) z powodu złożoności mieszaniny ich śladowych ilości w wodzie. Stosunkowo większe koncentracje substancji żółtych obserwuje się w morzach szelfowych, a w szczególności w Morzu Bałtyckim (Jerlov 1955). Ich koncentracja jest proporcjonalna do ich współczynnika absorpcji a . Jerlov (1955) wiąże ten współczynnik z osłabieniem promieni w czystej wodzie c_w i osłabianiem w wodzie badanej c następującym wzorem:

$$(c - c_w)_{380 \text{ nm}} - K_2 (c - c_w)_{665 \text{ nm}} = a_2,$$

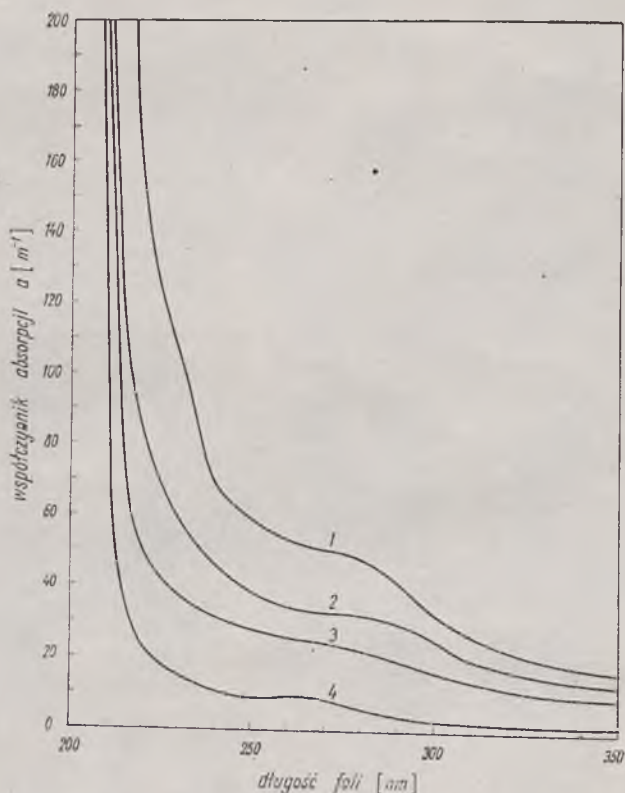
gdzie K_2 — współczynnik zależny od składu zawiesin w wodzie, który np. dla dużego obszaru wód Bałtyku wynosi 2,0 (Ivanoff i wsp. 1961). Absorpcja światła przez substancje żółte jest szczególnie widoczna w ultrafiolecie, co ilustrują wyniki pomiarów w wodach Zatoki Gdańskiej przedstawione na ryc. 3.4 (Dera 1967).

Tabela 3.1

Wartości współczynnika osłabiania c w paśmie zielonym dla różnych obszarów wód

Values of the beam attenuation coefficient c for the green light in different water regions

Obszar wód Sea area	c [m^{-1}]
Północny Atlantyk Northern Atlantic Ocean	0,06
Spokojny Ocean Pacific Ocean	0,08
Morze Karaibskie Caribbean Sea	0,12
Zatoka Panamska Gulf of Panama	0,17
Morze Bałtyckie Baltic Sea	0,23
Rejon Galapagos Galapagos region	0,28
Zatoka Gdańska Bay of Gdańsk	0,4 ÷ 2
Zatoka Biscayne Biscayne Bay	0,4 ÷ 3,5
Wisła w ujściu Mouth of Vistula	7 ÷ 13



Ryc. 3.4. Widma absorpcji ultrafioletu w wodach Zatoki Gdańskiej (Dera 1967). Krzywe dla wód kolejnych obszarów od ujścia Wisły do Głębi Gdańskiej

Fig. 3.4. Ultraviolet absorption spectra in the water of Gdańsk Bay — Baltic (Dera 1967). Curves for water areas from Vistula mouth to the Gdańsk Deep

Na podstawie danych zawartych na ryc. 3.2 i 3.4 oraz tab. 3.1 łatwo jest oszacować zróżnicowanie zasięgu skierowanych bezpośrednich promieni słonecznych w głąb strefy eufotycznej w różnych wodach i zależność tego zasięgu od długości fali. Jak przekonamy się dalej, na pewnych obszarach wód zasięg promieni skierowanych, sprzyjających silnym fluktuacjom podwodnego oświetlenia, jest większy niż zasięg strefy świetlnej na innych obszarach. Również zasięg bliskiego ultrafioletu w czystych wodach może być porównywalny z zasięgiem strefy świetlnej w wodach zmętnionych. Zjawiska te mają istotny wpływ na zróżnicowanie warunków środowiskowych dla biosfery podwodnej.

3.3. Transmisja oświetlenia

Mechanizm transmisji oświetlenia jest znacznie bardziej skomplikowany od mechanizmu transmisji wiązki promieni, chociaż osłabianie oświetlenia wywołane jest tymi samymi zjawiskami absorpcji i rozpraszania. Wg równania (1.3) na oświetlenie składa się również, obok promieni skierowanych, część strumienia światła rozproszonego, który powiększa transmisję oświetlenia. Przy znacznych przestrzeniach, jakie przebiega światło w toni wodnej, dużą rolę w powiększaniu transmisji oświetlenia odgrywa także rozpraszanie wielokrotne, które nadaje polu świetlnemu charakter dyfuzyjny. W rezultacie współczynnik dyfuzyjnego osłabiania oświetlenia odgórnego, odzwierciedlający warunki transmisji promienistej w głąb morza, jest zawsze mniejszy od współczynnika osłabiania wiązki promieni i teoretycznie byłby jemu równy tylko w ośrodku nierozpraszającym przy słońcu w zenicie. Nie istnieje też prosty związek między $c(z)$ i $K(z)$, ponieważ współzależność tych dwóch wielkości jest funkcją wielu zmiennych.

Powiązanie między osłabianiem oświetlenia a współczynnikiem absorpcji i funkcją rozpraszania daje się jednak wyznaczyć za pośrednictwem mieszanych właściwości optycznych morza (Preisendorfer 1961). Prowadzi do niego scałkowanie poszczególnych składników równania przenoszenia (1.4) (po półsferych) i wykorzystanie definicji właściwości mieszanych. Otrzymuje się wtedy wyrażenia, które można zapisać w postaci

$$\frac{dE(z,-)}{dz} = - \left[a(z,-) + b_b(z,-) \right] E(z,-) + b_b(z,+) E(z,+), \quad (3.15)$$

$$\frac{dE(z,+)}{dz} = - \left[a(z,+) + b_b(z,+) \right] E(z,+) + b_b(z,-) E(z,-). \quad (3.16)$$

Równania te prowadzą do wielu dalszych współzależności między funkcjami optycznymi przedstawionymi na wstępie obecnej pracy (Preisendorfer 1961). Tutaj posłużymy się nimi do próby interpretacji zjawiska transmisji energii w głąb morza.

Wyrażenia na osłabianie oświetlenia ze względu na dwa kierunki, tj. odgórny i oddolny, wskazują na istnienie obok strumienia energii przenikającej w głąb morza również strumienia „odbitego” w wyniku rozpraszania i transmitowanego ku górze. Całkowita energia promienista (w określonym przedziale λ) $dP(z)$ zaabsorbowana w elemencie objętości ośrodka dV utworzonym przez nieskończenie cienką poziomą warstwę dz na dowolnej głębokości z będzie zatem równa

$$\frac{dP}{dV} = \frac{d}{dz} \left[E(z,-) - E(z,+) \right] \quad (3.17)$$

(Duntley 1963), co z pomocą funkcji odbicia można przedstawić w postaci

$$\frac{dP}{dV} = \frac{d}{dz} \left\{ E(z,-) \left[1 - R(z,-) \right] \right\}. \quad (3.18)$$

Funkcja $R(z,-)$ wyraża ułamek energii niesionej przez strumień oddolny w stosunku do strumienia odgórnego na głębokości z . Jej wartość zależy zarówno od właściwości absorpcyjno-rozpraszających ośrodka, jak i od głębokości dna w stosunku do grubości strefy świetlnej. Przeprowadzone przez autora pomiary funkcji $R(z,-)$ w różnych warunkach środowiskowych (tab. 3.2) wskazują jednak, że wartości jej są na

Tabela 3.2

Wartości funkcji odbicia w warstwie powierzchniowej morza
(dla $\lambda \approx \mu\text{m}$) porównane z średnimi wartościami $K(z,-)$
i głębokością akwenu

Values of the reflectance function (irradiance ratio) in the surface
layer of the sea (for $\lambda \approx 0,5 \mu\text{m}$) compared with the mean values of
 $K(z,-)$ and the depth of the basin

Rejon badań Investigation area	$R(z,-)$	$K(z,-)$ [m^{-1}]	Głębokość akwenu w miejscu badań [m] Depth of the basin at investigation site [m]
Zatoka Biscayne Biscayne Bay	0,016	0,59	3,5
	0,020	1,11	3,5
Zatoka Gdańska Bay of Gdańsk	0,012	0,280	30
	0,015	0,304	14
	0,015	0,327	40
Bałtyk południowy Southern Baltic	0,012	0,205	101
	0,010	0,212	74
Mała Ławica Bahamska Little Bahama Bank	0,024	0,22	7,5
	0,023	0,18	6,5
Northwest Providence Channel	0,021	0,17	1316
	0,031	0,13	1281
	0,066	0,10	1464
	0,089	0,12	787
	0,016	0,13	677

ogół bardzo małe w porównaniu z jednością i tylko w bardzo czystych głębokich akwenach stają się znaczne, sięgając rzędu 0,1.

W tej sytuacji w większości wypadków równanie (3.18), wyrażające strumień zaabsorbowanej energii w warstwie ośrodka o grubości dz , szczególnie w wodach zmętnionych, można z dobrym przybliżeniem zredukować do postaci

$$\frac{dP(z)}{dV} \approx \frac{dE(z,-)}{dz} = -K(z,-)E(z,-), \quad (3.19)$$

rozwinętej dalej za pomocą równania (3.15). Tak więc najbardziej istotną funkcją dla scharakteryzowania warunków przenikania energii w głąb morza jest funkcja opisująca dyfuzyjne osłabianie oświetlenia odgórnego $K(z,-)$. Odpowiednie wyrażenie tej funkcji za pomocą współczynników absorpcji i rozpraszania otrzymuje się przez podzielenie równania (3.15) przez $E(z,-)$ i wykorzystanie definicji $K(z,-)$ i $R(z,-)$; wówczas

$$K(z,-) = a(z,-) + b_b(z,-) - b_b(z,+)R(z,-). \quad (3.20)$$

Założmy teraz dla ułatwienia dalszej analizy zjawiska transmisji, że w górnej półsferze G_- rozkład kierunkowy radiacji jest jednorodny i wtedy funkcja rozkładu strumienia $D(z,-)$, wiążąca mieszaną współczynnik absorpcji w równaniu (3.20) z rzeczywistym, przyjmuje określoną stałą wartość. Przy tym założeniu łatwo widać, że pierwszy składnik prawej strony równania (3.20) jest proporcjonalny do rzeczywistego współczynnika absorpcji i opisuje przyrost wartości $K(z,-)$ na skutek absorpcji. Drugi składnik tego równania wg definicji (1.23) wyraża również przyrost wartości $K(z,-)$, lecz wskutek rozpraszania części odgórnego strumienia energii świetlnej z powrotem w górną półsferę. Trzeci natomiast składnik prawej strony równania (3.20) pomniejsza współczynnik osłabiania o wartość proporcjonalną do powtórnego rozpraszania w dolną półsferę strumienia „odbitego” uprzednio na skutek rozpraszania ku górze. Z pokazanych w tab. 3.2 wartości funkcji $R(z,-)$ łatwo zauważyć, że rola ostatniego składnika równania (3.20) jest tym większa, im czystszy jest zbiornik wodny.

Wypadkowe oddziaływanie zjawiska absorpcji i zjawiska odbicia strumienia odgórnego na skutek rozpraszania w górną półsferę limitują więc transmisję energii promienistej w głąb morza. Silna zależność absorpcji, a w czystych wodach także rozpraszania, od długości fali decyduje o położeniu maksimum i o szerokości pasma transmisji na skali długości fal. Zauważmy też, że sama absorpcja oddziałuje tu na redukcję energii w sposób złożony wobec skomplikowanych dróg, jakie przeby-

wają w ośrodku fotony rozproszone w nie uporządkowanych kierunkach. Zjawisko to, związane z kształtem funkcji rozpraszania w wodzie morskiej, a także rozkładem kierunkowym strumienia promieniowania wchodzącego w morze, oraz komplikowane rozpraszaniem wielokrotnym, uwzględnione jest w równaniu (3.20) poprzez funkcję rozkładu strumienia $D(z, -)$ ukrytą w mieszanym współczynniku absorpcji.

Jak wskazywano uprzednio, w spektralnie czystej wodzie płaskiej, głębokie minimum absorpcji światła rozciąga się od około 550 nm aż do bliskiego ultrafioletu, a jedynym rodzajem rozpraszania jest silnie selektywne rozpraszanie molekularne (Van de Hulst 1957). Stąd też położenie minimum osłabiania oświetlenia na skali długości fal i szerokość transmitowanego pasma wyznaczone są w czystej wodzie z jednej strony absorpcją fal długich przez molekuly wody, z drugiej zaś silnym wzrostem rozpraszania po stronie fal krótkich. W dodatku funkcja rozpraszania molekularnego jest symetryczna, toteż rozpraszanie w górnej półsfery ograniczające transmisję jest porównywalne z rozpraszaniem w półsfery dolnej. W rezultacie czysta woda wykazuje maksimum transmisji oświetlenia w paśmie fal w pobliżu 425 nm (Smith i Tyler 1967). Stąd też optycznie czysta woda w świetle słonecznym w dużym, naturalnym zbiorniku ma kolor ciemnobłękitny.

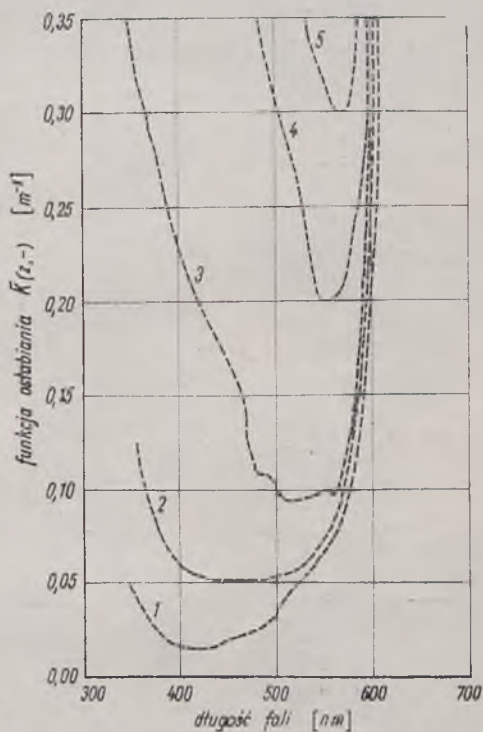
To wizualne wrażenie barwy zbiornika wody można przypisać formalnie spektralnej charakterystyce funkcji odbicia $R(z, -) = f(\lambda)$, która w czystej wodzie w wyniku omówionych zjawisk ma również maksimum w krótkofalowej części widma. Oznacza to, że odbity w toni wodnej i wychodzący spod powierzchni morza strumień energii świetlnej ma maksimum w tymże paśmie krótkofalowym. Wrażenie barwne może być oczywiście nieco modyfikowane zjawiskami odbicia i rozpraszania promieni na sfalowanej powierzchni, a także rozkładem promieniowania oświetlającego powierzchnię morza.

Istnieje niewiele naturalnych zbiorników wodnych zbliżonych do takiego ideału, nie jest też łatwe spreparowanie w laboratorium próbki wody wolnej od zawiesin. Najczystsze próbki, filtrowane wielokrotnie w zamkniętym obiegu, zawierają jeszcze około 500 ÷ 1000 zawieszonych cząstek większych od 0,5 μm w 1 cm^3 wody (Hamilton 1967), a w najczystszych wodach naturalnych obserwuje się podobne zawiesiny w ilości kilku tysięcy na 1 cm^3 .

W oceanie znaleziono nieliczne obszary wód zbliżonych do idealnie czystych w powyższym rozumieniu. Są to głównie: Morze Sargassowe (obszar w środkowozachodniej części Atlantyku) i wschodnia część Morza Śródziemnego. Wśród wód śródlądowych spotyka się podobnie czyste niektóre wysokogórskie jeziora; spośród nich najlepiej zbadane jest jezioro Crater w Stanie Oregon w USA, położone 1882 m nad pozio-

mem morza i 589 m głębokie (Tyler 1967). Wody jeziora Crater uważane są za najczystsze ze znanych w naturze i uznaje się je za naturalny odpowiednik wody destylowanej. Stosunkowo płaskie maksimum widma funkcji odbicia przypada w nich na około 380 nm, a minimum funkcji osłabiania oświetlenia $K(z, -)$ wynosi $0,0158 \text{ m}^{-1}$ dla $\lambda = 425 \text{ nm}$ (ryc. 3.5, krzywa 1). Jest to najniższa średnia w profilu pionowym wartości funkcji $K(z, -)$ zaobserwowana w naturze.

Częstym widokiem na morzu jest niebieski lub zielonkawy kolor wód. Takie przesunięcie maksimum funkcji odbicia wynika zarówno ze wzrostu koncentracji cząstek rozpraszających większych od długości fali światła widzialnego, jak i ze wzrostu koncentracji substancji organicznych towarzyszących zwykle zawiesinom detrytu i planktonu. Obok ogólnej redukcji transmisji, prowadzącej do zmniejszenia grubości strefy eufotycznej, następuje tu także przesuwanie minimum osłabiania oświetlenia w stronę fal dłuższych z równoczesnym znacznym zawężeniem pasma transmisji głównie od strony fal krótkich (ryc. 3.5). Wynika to z jednej strony z przesuwania się minimum absorpcji wody w kierunku fal dłuższych wobec silnego pochłaniania fioletu przez substancje żółte, z drugiej zaś ze wzrostu nieselektywnego rozpraszania na dużych cząstkach z silnie wydłużonym w przód kształtem funkcji β . Obydwa te zjawiska redukują w większym stopniu transmisję fal krótkich, ponieważ we wzorze (3.20) decydujący składnik, pierwszy po prawej stronie równania, wzrasta głównie dla fal krótkich (p. transmisja promieni, ryc. 3.2), składnik



Ryc. 3.5. Widma funkcji osłabiania oświetlenia

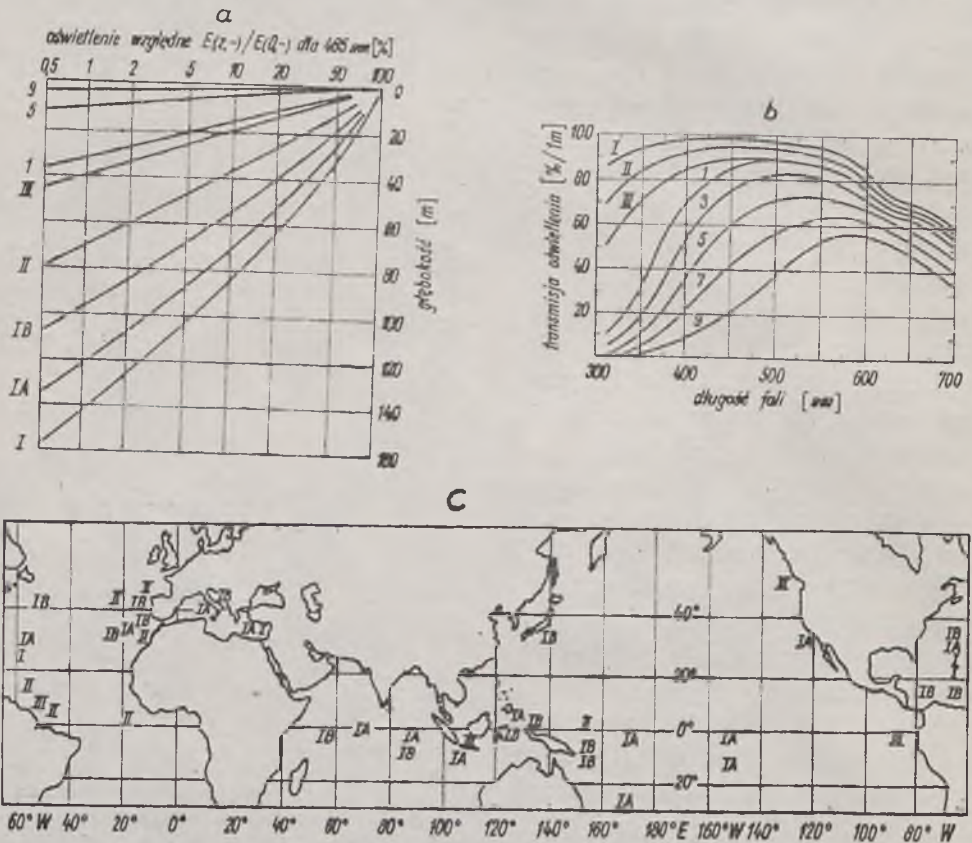
1 — w najczystszej w naturze wodzie — jezioro Crater w USA (Smith i Tyler 1967); 2 — w Morzu Karaibskim (Dera i Thomas 1968); 3 i 5 — w Zatoce Kalifornijskiej (Tyler i Smith 1967); 4 — w Bałtyku (wg danych Ahlquista 1965 — Jerlov 1968)

Fig. 3.5. Spectra of the downwelling irradiance attenuation function $K(z, -)$

1 — in the cleanest natural water — lake Crater USA (Smith and Tyler 1967); 2 — in Caribbean Sea (Dera and Thomas 1968); 3 and 5 — in Bay of California (Tyler and Smith 1967); 4 — in the Baltic (acc. to Ahlquist 1965 and Jerlov 1968 data)

drugi staje się mało zależny od λ , a składnik trzeci staje się najmniejszy w przedziałach silnej absorpcji. Zmniejszanie się wartości funkcji odbicia $R(z,-)$ powoduje też, że wody zanieczyszczone stają się ciemniejsze niezależnie od barwy, a w skrajnych przypadkach objawiają się jako ciemnoszare. Obecność dużej ilości planktonu zawierającego pigmenty może dodatkowo modyfikować przebieg zjawiska, co występuje szczególnie na obszarach płytkich o wysokiej produkcji biologicznej.

Na obszarach płytkich, przy lekkim materiale dna i wpływach silnych fal wiatrowych lub silnych prądów pływowych, pojawiają się ponadto



Ryc. 3.6. Klasyfikacja wód morskich pod względem optycznym wg Jerlova (1964)
 a — osłabianie oświetlenia odgórznego w poszczególnych typach wód zwanych typami I, IA, IB, II i III w wody oceanicznej oraz typami 1, 2 ... 9 wody stref brzegowych. b — widma transmisji oświetlenia w poszczególnych typach wód oceanicznych i brzegowych. c — regionalne rozmieszczenie poszczególnych typów wód w oceanie światowym (Jerlov 1968)

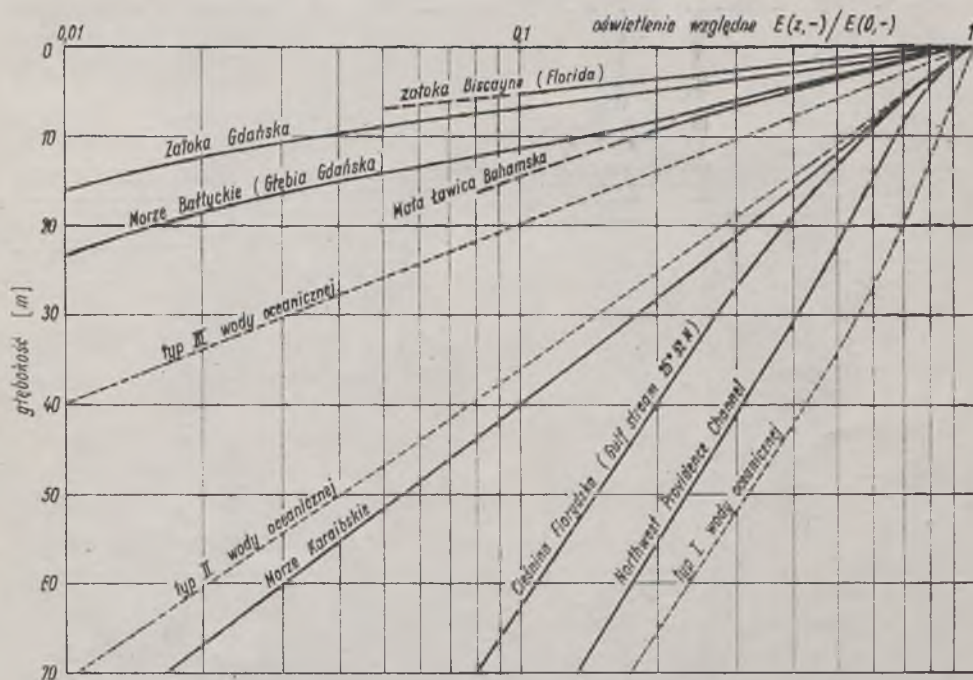
Fig. 3.6. Optical classification of sea waters acc. to Jerlov (1964)

a — depth profiles of downwelling irradiance in different types of water, as types I, IA, IB, II and III for oceanic waters and types 1, 2...9 for coastal waters. b — transmittance spectra of downwelling irradiance in different types of oceanic and coastal waters. c — regional distribution of various types of water in the ocean (Jerlov 1968)

wielkie plamy wód silnie zmętnionych, jakby „mlecznych”. Jest to wynik rozpraszania światła na uniesionych z dna w pobliże powierzchni zawiesinach o dużej koncentracji i dużych rozmiarach. Zjawisko to zwane jest potocznie „znakami rybnymi” (fish markers) z powodu hipotezy, że może być wywołane przez ławice ryb powodujące unoszenie osadów dennych podczas kontaktu z dnem. Wody mleczne można obserwować dość powszechnie między innymi na płytkich obszarach wód środkowej Ameryki (Gordon i Dera 1969).

Rycina 3.5 uwidacznia zmiany charakterystyk widmowych funkcji dyfuzyjnego osłabiania oświetlenia w miarę wzrostu koncentracji zawiesin i substancji organicznych w wodzie. Łatwo stąd zauważyć, że grubość strefy świetlnej wyznaczona izofotą $E(z,-)/E(0,-) = 1\%$ w przedziale fal o maksymalnej transmisji nie odzwierciedla zgoła różnej ilości całkowitej energii promienistej dostępnej dla biosfery w strefie eufotycznej w różnych wodach.

Wobec silnego zróżnicowania wód morskich pod względem optycz-



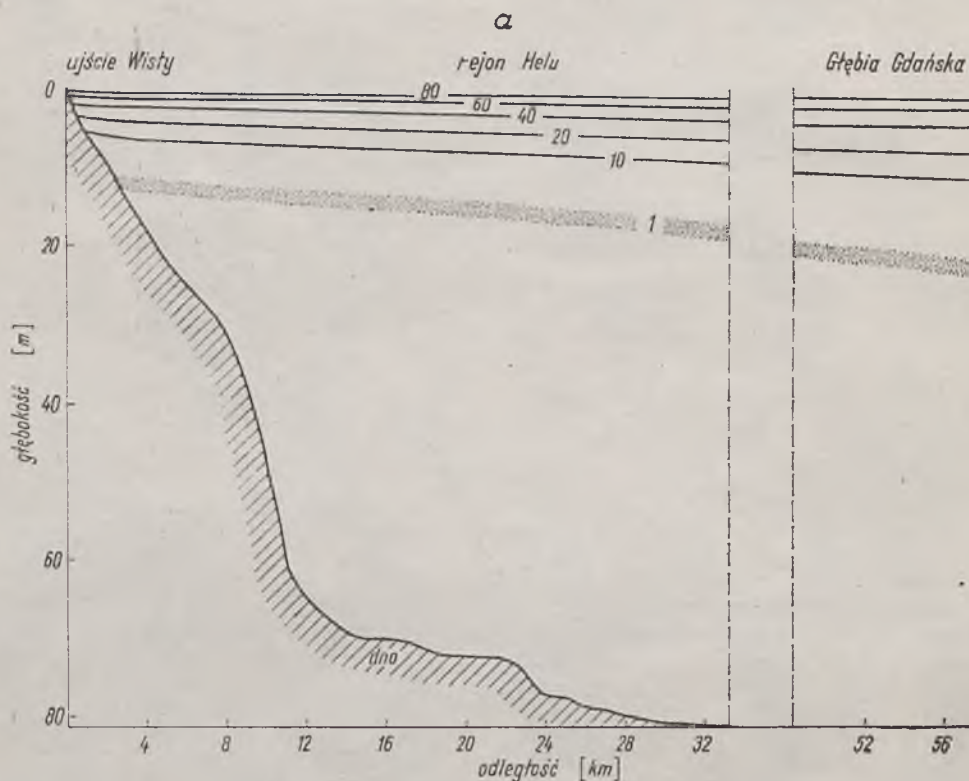
Ryc. 3.7. Osłabianie oświetlenia odgórnego w paśmie 530 nm ilustrujące zasięg strefy eufotycznej w różnych akwenach morskich (Dera 1967, Gordon i Dera 1969, Dera i Thomas 1968)

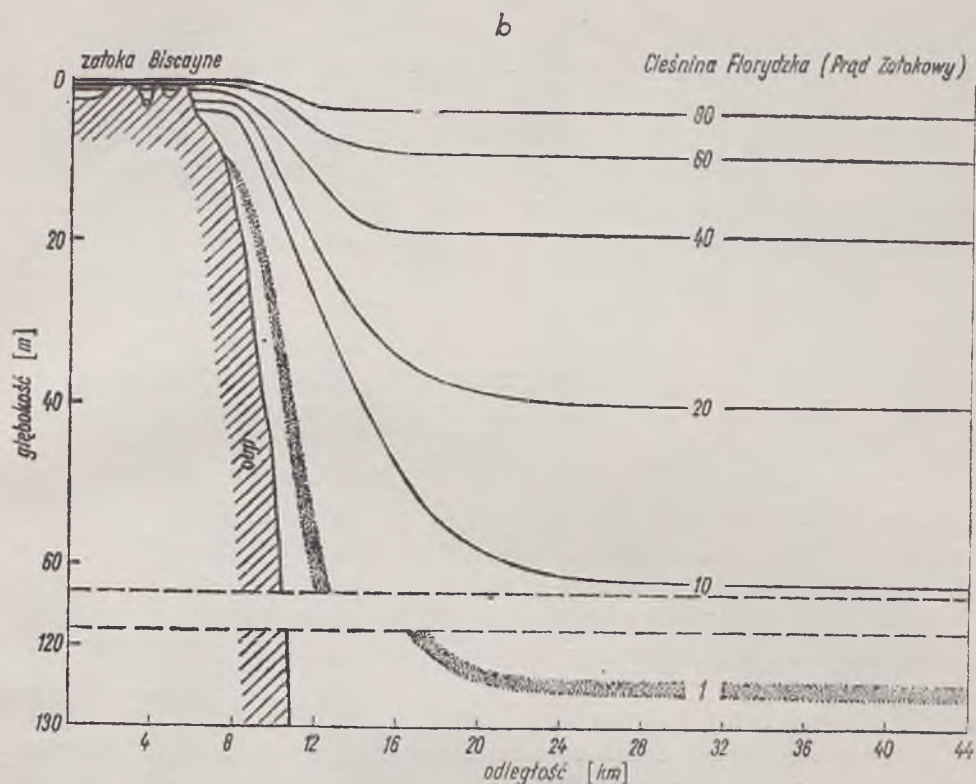
Fig. 3.7. Depth profiles of downwelling irradiance in the 530 nm band, illustrating the depth range of the euphotic zone in different sea areas (Dera 1967, Gordon and Dera 1969, Dera and Thomas 1968)

nym Jerlov (1951, 1964, 1968) zaproponował ich podział na kilka typów, przyjmując za podstawę klasyfikacji osłabianie oświetlenia odgórnego. Podział ten, przedstawiony na ryc. 3.6, w pewnym stopniu oddaje zróżnicowanie strefy eufotycznej w morzu (ryc. 3.6a) i zmiany składu spektralnego panującego w niej oświetlenia (ryc. 3.6b). Jednocześnie ryc. 3.6c charakteryzuje w sposób orientacyjny rozmieszczenie tak określonych poszczególnych typów wód w oceanie światowym (ryc. 3.6c).

Bezpośrednie pomiary na morzu wskazują na mniej lub bardziej przybliżoną zbieżność charakterystyk wód z podanymi na ryc. 3.6. Wykresy $E(z, —)$ dla jednej długości fali charakteryzują jednak tylko w sposób bardzo orientacyjny warunki oświetleniowe w strefie eufotycznej wobec znacznego zróżnicowania charakterystyk spektralnych funkcji $K(z, —)$.

Na podstawie wykresów przedstawionych na ryc. 3.5 wydaje się, że rozkłady oświetlenia w paśmie około 550 nm są najodpowiedniejsze do porównań wód oceanicznych z wysokoproduktywnymi wodami szelfowymi. Wynik takich porównań, dokonanych na podstawie pomiarów





Ryc. 3.8. Izolinie wartości $E(z,-)/E(0,-)$ (wyrażone w %) ilustrujące rozkład oświetlenia w strefie eufotycznej

a — w Zatoce Gdańskiej na profilu od ujścia Wisły do Głębi Gdańskiej (Dera 1967).
 b — w Cieśninie Florydzkiej na wschód od zatoki Biscayne (Gordon i Dera 1968)

Fig. 3.8. The isolines of $E(z,-)/E(0,-)$, expressed in %, illustrating the irradiance distribution in the euphotic zone

a — in the Bay of Gdańsk over the profile: Vistula mouth — Gdańsk Deep (Dera 1967).
 b — in Florida Straits to the east of Biscayne Bay (Gordon and Dera 1968)

autora i współpracowników, obrazuje ryc. 3.7, która w całości charakteryzuje w sposób orientacyjny zasięg strefy eufotycznej w różnych akwenach morskich. Dla dwóch bardzo różnych środowisk, tj. profilu od strefy brzegowej w głąb morza szelfowego i profilu od strefy brzegowej w głąb akwenu oceanicznego, przedstawiono zarys linii jednakowego oświetlenia (izofot) w płaszczyźnie pionowej ilustrujących względny przestrzenny rozkład oświetlenia w strefie eufotycznej i orientacyjny zasięg tej strefy w głąb morza. Przeprowadzone badania produkcji pierwotnej in situ dla pierwszego z pokazanych przypadków (Dera i Bojanowski 1966, Rochon 1966) potwierdziły wystąpienie w ciągu dnia głębokości kompensacyjnej procesu fotosyntezy na głębokości zaznaczonej na ryc. 3.8a izofotą $E(z,-)/E(0,-) = 1\%$.

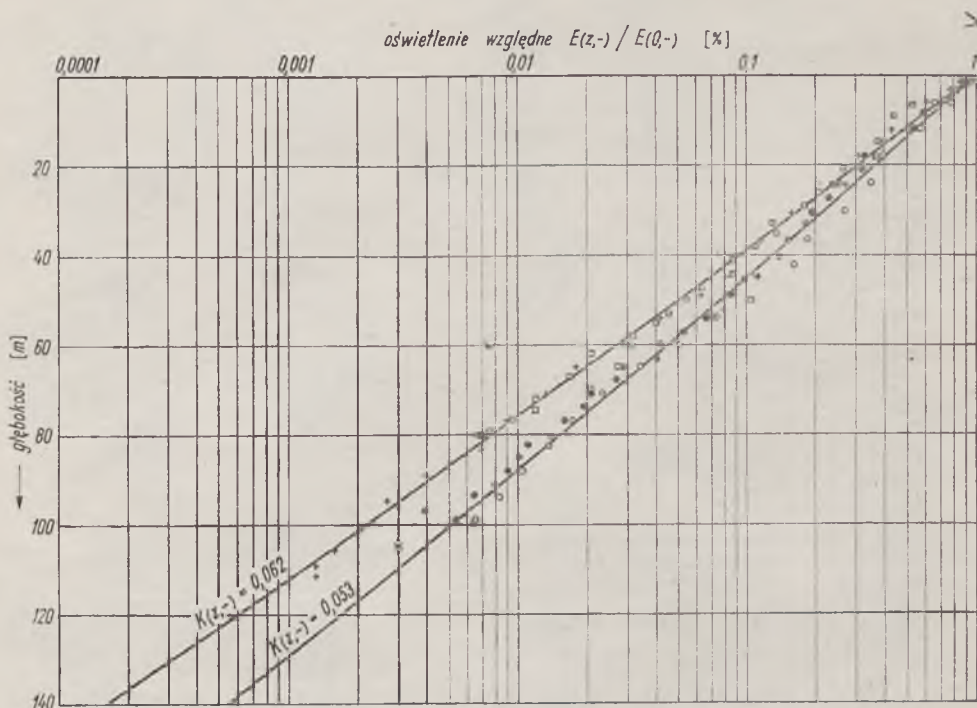
3.4. Wpływ położenia słońca na osłabianie oświetlenia; pole graniczne

W dotychczasowych rozważaniach nie zwrócono uwagi na zależność funkcji dyfuzyjnego osłabiania oświetlenia od zewnętrznych warunków oświetleniowych, tj. w szczególności od wysokości położenia słońca na niebie i od stopnia zamglenia nieba. Nazwa pozornych właściwości optycznych morza uzasadniona jest właśnie pewną ich zależnością od wymienionych warunków. Wyniki przedstawione w rozdziale 3.3 odnoszą się do warunków panujących w słoneczny dzień przy wysokim położeniu słońca na niebie i na ogół wartości funkcji osłabiania, jak i funkcji odbicia zmierzone w takich warunkach są wykorzystywane do charakterystyki akwenów i ich porównań.

Silnie wydłużony kształt funkcji rozpraszania oraz kierunek załamanych promieni słonecznych, jak i wiążąca się z nim długość drogi l , jaką muszą przebyć, by osiągnąć głębokość z , wpływają znacznie na wartość funkcji osłabiania oświetlenia i jej zależność od głębokości. Długość drogi promieni l z głębokością z wiąże prosta zależność:

$uz = z \sqrt{n^2 - \cos^2 \alpha_H}$, gdzie n — współczynnik załamania wody, α_H — kąt położenia słońca nad horyzontem. Generalnie rzecz biorąc, wartości funkcji $K(z, -)$ rosną w miarę oddalania się tarczy słonecznej od zenitu. Wzrost ten jest jednak wyraźnie widoczny dopiero przy małych kątach położenia słońca nad horyzontem, a w ciągu dnia różnice, jak się okazuje, są niewielkie. Pewien pogląd na to zjawisko dają wyniki pomiarów przeprowadzone z pokładu statku „Discoverer 02” podczas wielodobowej stacji na Morzu Karaibskim w sierpniu 1968 r. (ryc. 3.9) (Dera i Thomas 1968). Jak widać, przebiegi krzywych osłabiania oświetlenia z głębokością w godzinach wieczornych i w godzinach południowych różnią się dość znacznie. Należy przypuszczać, że różnice te wzrastają jeszcze bardziej krótko po wschodzie lub przed zachodem słońca (czego nie zbadano w tej pracy ze względu na ograniczenia techniczne; p. też Clarke i Kelly 1965, Kozlaninow i Pelewin 1966).

Oświetlenie $E(z, \pm)$, jako całka z radiacji po wszystkich kierunkach w górnej lub dolnej półsfery, nie odzwierciedla tej zmiennej w czasie i przestrzeni asymetrii rozkładu strumienia promieniowania docierającego do głębokości z . Zrozumiałe jest, że przy oświetleniu powierzchni morza bezpośrednimi promieniami słońca w górnej warstwie wód rozkład oświetlającego strumienia światła jest silnie asymetryczny względem pionu, a jego maksimum dochodzi z kierunku załamanych promieni słonecznych. W miarę jednak wzrostu głębokości promienie skierowane, silnie osłabione w ośrodku ($c(z) > K(z)$), dają coraz mniejszy wkład do oświetlenia w porównaniu ze światłem wielokrotnie rozproszonym i roz-



Ryc. 3.9. Ilustracja wpływu zmian wysokości położenia słońca na osłabianie oświetlenia — z pomiarów na Morzu Karaibskim (Dera i Thomas 1968)

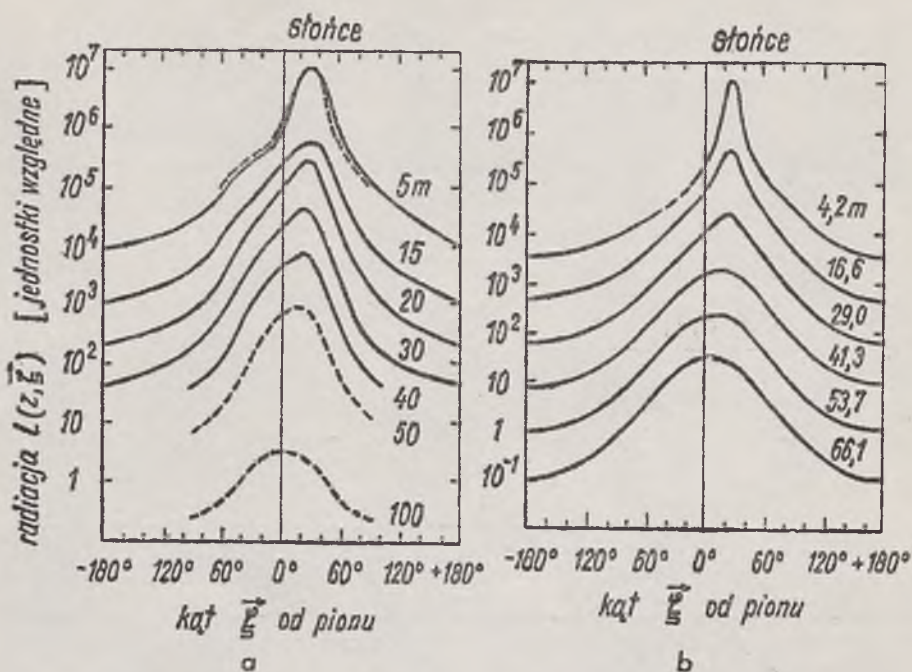
+ — o godz. 17.00 czasu lokalnego (10 VIII 1968), □ — o godz. 18.00 czasu lokalnego (9 VIII 1968), ○ — o godz. 14.00 czasu lokalnego (10 VIII 1968), ● — o godz. 10.00 czasu lokalnego (9 VIII 1968)

Fig. 3.9. Illustration of the influence of solar elevation on the attenuation of downwelling irradiance — based on measurements in the Caribbean Sea (Dera and Thomas 1968)

+ — 1700 hrs local time (10.VIII.1968), □ — 1800 hrs local time (9.VIII.1968), ○ — 1400 hrs local time (10.VIII.1968), ● — 1000 hrs local time (9.VIII.1968)

kład przestrzenny strumienia oświetlającego ulega zmianom (Timofiejewa 1957, 1966). Najlepszym wskaźnikiem tych zmian są katowe rozkłady wartości radiacji w płaszczyźnie pionowej na kierunku padających promieni słonecznych (ryc. 3.10). Badaniom tych rozkładów poświęcono wiele prac (Tyler 1958, Sasaki i wsp. 1962, Ivanoff i Moreuil 1963, Jerlov i Nygard 1968).

Zauważamy, że w hipotetycznym ośrodku idealnie nie rozpraszającym, przy oświetleniu jego powierzchni jedynie skierowanymi promieniami słońca, radiacja z kierunków różnych od kierunku załamania promieni miałaby wartość zerową. W wyniku rozpraszania światła przez ośrodek i obecności na powierzchni morza również światła rozproszonego wartość radiacji jest określona, różna od zera ze wszystkich kierunków



Ryc. 3.10. Kątowe rozkłady względnych wartości radiacji w płaszczyźnie pionowej na kierunku załamanych promieni słonecznych (w paśmie zielonym)
 a — w Morzu Bałtyckim (wg pomiarów Jerlova, Liljequista i Nygarda — p. Jerlov i Nygard 1968). b — w jeziorze Pend Oreille (USA, wg Tylera 1960)

Fig. 3.10. Angular radiance distribution in the vertical plane of the sun and its change with increase of depth

a — in the Baltic (acc. to Jerlov, Liljequist and Nygard's measurement — see Jerlov and Nygard 1968). b — in lake Pend Oreille (USA; acc. to Tyler 1960)

wokół punktu \vec{r}_p , i przedstawia rozkład przestrzenny strumienia, charakterystyczny dla ośrodka w określonych warunkach.

Istotnym elementem zjawiska zmian struktury geometrycznej strumienia z głębokością jest dojście na pewnej głębokości do rozkładu wyrażonego ostatnią krzywą u dołu na ryc. 3.10. Wynika z niej, że poniżej pewnej głębokości $z \geq z_0$ rozkład radiacji staje się symetryczny względem pionu niezależnie od warunków oświetlenia powierzchni. Taki rozkład radiacji nazywa się rozkładem granicznym (asymptotic radiance), a pole świetlne, w którym zjawisko to zachodzi, polem granicznym. Pole to charakteryzuje się również tym, że panuje w nim jedynie rozproszone światło dyfuzyjne.

Znamienną właściwością pola granicznego jest niezależność opisujących je pozornych właściwości optycznych morza od warunków zewnętrznego oświetlenia, a w ośrodku jednorodnym także od głębokości. Współczynnik osłabiania radiacji z dowolnego kierunku z głębokością jest

wtedy stały (Preisendorfer 1961) i przyjmuje wartość graniczną zależną tylko od rzeczywistych właściwości optycznych ośrodka

$$K(z \geq z_0, \vec{\xi}) = k_{\infty},$$

a osłabianie radiacji z dowolnego kierunku wyraża się prostym równaniem

$$L(z \geq z_0, \vec{\xi}) = L(z_0, \vec{\xi}) e^{-r_{\infty}(z-z_0)}. \quad (3.21)$$

Oznacza to, że kształt kąтового rozkładu radiacji w polu granicznym jest stały, niezależny od głębokości, lecz zależny jedynie od współczynnika osłabiania $c(\lambda)$ i rozpraszania $b(\lambda)$. Można to matematycznie sformułować następująco: jeśli istnieje

$$\lim_{z \rightarrow \infty} \beta(z, \vec{\xi}', \vec{\xi}) \equiv \beta(\vec{\xi}', \vec{\xi})$$

oraz

$$\lim_{z \rightarrow \infty} c(z) \equiv c$$

w nieskończenie głębokim morzu, to

$$\lim_{z \rightarrow \infty} K(z, \vec{\xi}) = \lim_{z \rightarrow \infty} k(z) = k_{\infty} \quad (3.22)$$

istnieje dla każdego kierunku w sferze G . Konsekwencją tej właściwości pola granicznego jest istnienie wartości granicznej współczynnika osłabiania oświetlenia

$$\lim_{z \rightarrow \infty} K(z, \pm) = \lim_{z \rightarrow \infty} k(z, \pm) = k_{\infty}, \quad (3.23)$$

co między innymi tłumaczy ściśle wykładniczy przebieg osłabiania oświetlenia w ośrodku jednorodnym na dużych głębokościach.

Pole graniczne występuje na ogół dopiero na dużych głębokościach z wyjątkiem wód zmętnionych, jednak przy oświetleniu powierzchni morza jedynie światłem dyfuzyjnym, tj. przy całkowicie (w miarę równomiernie) zachmurzonym niebie; symetryczny rozkład radiacji z maksimum w kierunku pionu występuje niemal od samej powierzchni (Lenoble 1957). Wówczas pole świetlne ma charakter dyfuzyjny i zbliżony do granicznego w całej toni wodnej. Wydaje się, że również to

zróznicowanie geometrycznej struktury strumienia oświetlającego w strefie eufotycznej nie powinno pozostać bez wpływu na biosferę.

Odrębne zagadnienie, wiążące się z przestrzennym rozkładem pola świetlnego w morzu, stanowi polaryzacja światła (Ivanoff i Waterman 1958, Timofiejewa 1962, 1966, Kajgorodow 1967). Polaryzacja zachodzi zawsze w ośrodku rozpraszającym, a stopień polaryzacji jest na ogół największy w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku maksymalnej wartości radiacji. Dlatego też ze wzrostem głębokości w morzu występują zmiany kątowe rozkładu stopnia polaryzacji związane z przemieszczaniem się maksimum wartości radiacji w stronę zenitu. W polu granicznym polaryzacja jest więc największa w płaszczyźnie poziomej. W czystszej wodzie stopień polaryzacji może dochodzić do 90%.

Wzrost udziału światła dyfuzyjnego w polu świetlnym, np. na skutek zachmurzenia, wzrostu zmętnienia wody lub wzrostu głębokości optycznej, powoduje redukcję stopnia polaryzacji. Wynika to między innymi z nieuporządkowania kierunków polaryzacji promieni rozpraszanych w poszczególnych aktach rozpraszania wielokrotnego. Zrozumiałą jest także spadek stopnia polaryzacji przy wzroście średnich rozmiarów zawiesin morskich w danym akwenu.

Znane są wypadki wykorzystania polaryzacyjnych właściwości podwodnego pola świetlnego przez biosferę, szczególnie jako wskaźników orientacji przestrzennej niektórych gatunków fauny morskiej.

4. FLUKTUACJE OŚWIETLENIA W MORZU

Przez fluktuacje oświetlenia w morzu będziemy rozumieli wahania jego poziomu w dowolnym punkcie ośrodka wywołane innymi zjawiskami niż jedynie ruchem tarczy słonecznej względem Ziemi. Tak rozumiane fluktuacje powodowane są głównie zmianami warunków atmosferycznych i stanem dynamicznym powierzchni morza. Ich charakter i zasięg w głąb toni wodnej zależy też od właściwości optycznych wody morskiej. Czynniki te silnie oddziałują na podwodne pole świetlne, stwarzając szczególnie zróznicowane w czasie warunki oświetlenia strefy eufotycznej. W rezultacie całkowita energia świetlna dostępna fotoaktywnej komórce planktonu dostarczana jest w bardzo zróznicowanych porcjach, zmieniających się zarówno w ciągu dnia, jak i z dnia na dzień. Natężenie światła podtrzymującego proces fotosyntezy oscyluje więc z różną prędkością powyżej lub poniżej wymaganego przez komórkę poziomu nasycenia. Zjawisko to ilustruje ryc. 4.1, na której pokazano typowe przebiegi zmian oświetlenia zanotowane przy przeciętnej pogo-

dzie, tj. przy widocznym słońcu i obecności niewielkich chmur. Są to wypadkowe fluktuacje wywołane głównie ruchem chmur (wykresy *a* i *b*) i załamaniem promieni na lekko sfalowanej powierzchni morza (wykresy *c*, *d*, *e*). Dodatkowym parametrem kolejnych wykresów (*c*, *d* i *e*) jest rozciągana stopniowo jednostka skali czasu. Wyraźny, typowy przebieg krótkookresowych składowych widma fluktuacji, tj. wywołanych głównie falowaniem powierzchni morza, widoczny jest na ryc. 4.1e.

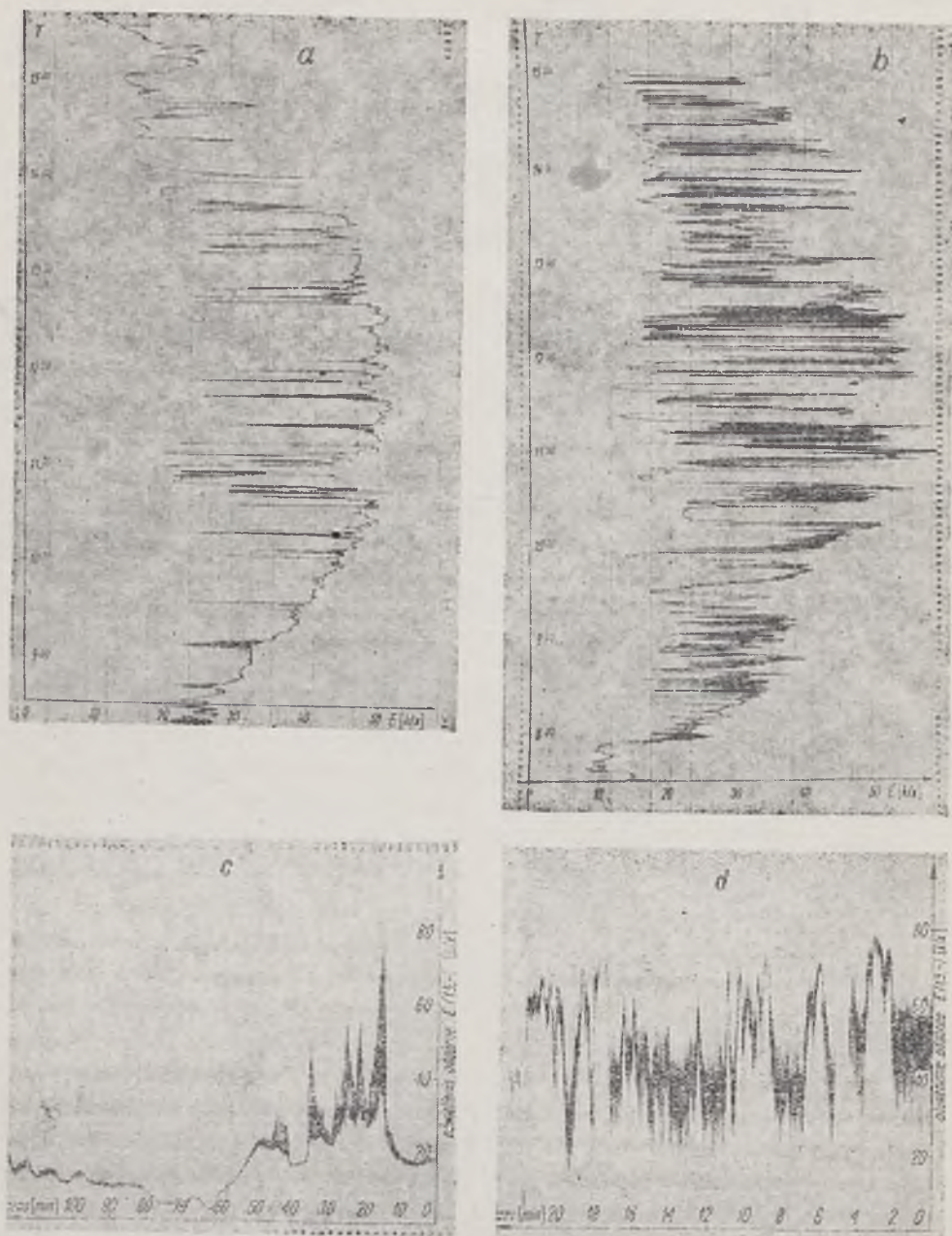
4.1. Fluktuacje wywołane osłabianiem promieni słonecznych w atmosferze i odbiciem na powierzchni morza

Dynamicznie zmieniające się warunki atmosferyczne powodują, że promienie słoneczne już przed dojściem do powierzchni morza są silnie modyfikowane w czasie i przestrzeni. W tej sytuacji dane geofizyczne o promieniowaniu słonecznym docierającym do Ziemi (Smithsonian Tables 1951, Allen 1958, Bainbridge i wsp. 1965) nie oddają aktualnych warunków oświetlenia powierzchni morza, które limituje ilość energii promienistej dostępnej biosferze podwodnej.

Trzy główne procesy zachodzące w atmosferze decydują o zmianach oświetlenia powierzchni morza, a mianowicie: rozpraszanie releighowskie, głównie na molekułach i fluktuacjach gęstości powietrza, absorpcja promieni przez gazy atmosferyczne, szczególnie ozon, tlen i parę wodną, i wreszcie złożone rozpraszanie światła na pyłach i kropłach. Analiza tych procesów stanowi odrębne, obszerne zagadnienie optyki atmosfery (Zujew 1966).

Silne, lokalne zmiany poziomu oświetlenia powierzchni morza, które należy zaliczyć do fluktuacji, są powodowane przesłanianiem promieni słonecznych przez pędzone wiatrem chmury. Poziom oświetlenia może lokalnie zmieniać się pod wpływem tego zjawiska kilkakrotnie w ciągu minuty, w granicach jednego rzędu wielkości (ryc. 4.1a, b). Tak wywołane w atmosferze fluktuacje występują powszechnie i w zależności od warunków atmosferycznych silnie modyfikują podwodne pole świetlne, a tym samym aktualne warunki procesu fotosyntezy (Dera i Olaszewski 1967). Ten rodzaj fluktuacji obejmuje swym zasięgiem duże głębokości, tj. praktycznie całą strefę eufotyczną, jakkolwiek amplituda tych fluktuacji maleje z głębokością, gdzie smugi cienia stopniowo zwążają się i rozmywają na skutek rozpraszania światła w wodzie morskiej (Dera i Thomas 1968).

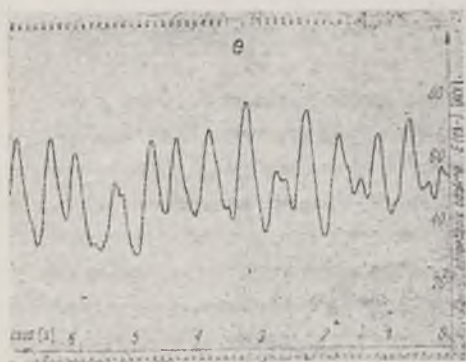
Inne zmiany parametrów optycznych atmosfery wywołują bezpośrednie efekty fluktuacyjne drugorzędne co do wielkości, odgrywające pewną rolę tylko w wyjątkowych warunkach, np. przy bezchmurnym



Ryc. 4.1. Typowe naturalne fluktuacje oświetlenia odgórnego nad i pod powierzchnią morza

a — nad Zatoką Gdańską przy zachmurzeniu w godzinach południowych Cu3 i średnim wietrze S3 (8 IV 1967, Dera i Olszewski 1967); E — oświetlenie wyrażone orientacyjnie w kiloluksach, T — czas lokalny.

b — nad Zatoką Gdańską przy zachmurzeniu w godzinach południowych Cu4 i średnim wietrze NW10 (19 IV 1967, Dera i Olszewski 1967). c — w rejonie Ławicy Bahamskiej na głębokości 1,5 m pod po-



wierznią wody, przy dość dużym zmiennym zachmurzeniu z przejaśnieniami i lekkim falowaniu o amplitudzie rzędu 10 cm (styczeń 1968, Dera). d — w warunkach jak na ryc. 4.1c (styczeń 1968, Dera). e — w zatoce Biscayne na głębokości 1,5 m pod powierzchnią wody, w słoneczny dzień w południe, przy małej fali o amplitudzie rzędu 5–10 cm i nie ustalonym porywistym wie-

trze. Szybkość przesuwu taśmy rejestratora 2 cale na sekundę; rejestrator firmy Hewlett Packard typ 7100B (24 IV 1968) (Dera)

Fig. 4.1. Typical natural fluctuation of downwelling irradiance above and below the water surface

a — over Gdańsk Bay, at noon, under cloudy conditions Cu3 and moderate wind S 3 (8.IV.1967, Dera and Olszewski 1967); E — irradiance expressed in killox, T' — local time. b — over Gdańsk Bay, at noon, under cloudy conditions Cu4, and wind NW 10 (19.IV.1967) (Dera and Olszewski 1967). c — in the Bahama Bank at a depth of 1.5 m, under varying heavy cloud conditions and small wind waves (amplitudes 10 cm) (January 1968, Dera). d — in conditions similar to those in fig. 4.1c (January 1968, Dera). e — in Biscayne Bay at a depth of 1.5 m, at noon, on a sunny day, with small wind waves (5 ± 10 cm amplitude) and strong unstable wind conditions. Speed of the recording tape 2 inches per second; Hewlett Packard recorder type 7100B (24.IV.1968) (Dera)

niebie i gładkiej powierzchni morza. Z punktu widzenia wpływu na fluktuacje istotne są jednak wszelkie zmiany struktury geometrycznej strumienia promieniowania, a w szczególności zmiany stosunku energii bezpośrednich promieni słonecznych docierających do powierzchni morza do energii rozproszonego w atmosferze światła dyfuzyjnego. Zmiany te wpływają bowiem silnie na oświetlenie podwodne poprzez zróżnicowanie warunków odbicia i załamania promieni na sfalowanej powierzchni.

Dla uproszczenia analizy tych zjawisk wyróżnimy dwa skrajne przypadki oświetlenia powierzchni morza, tj.: 1) oświetlenie bezpośrednimi promieniami słonecznymi przy czystym, bezchmurnym niebie i 2) oświetlenie światłem dyfuzyjnym przy niebie całkowicie i równomiernie pokrytym chmurami.

W pierwszym przypadku można przyjąć z dobrym przybliżeniem, że powierzchnia morza oświetlona jest jedynie równoległymi niespolaryzowanymi promieniami, padającymi pod kątem α , który wynika z kąta położenia słońca nad horyzontem $\alpha_H = 90^\circ - \delta$ (Neumann i Hollman 1961). Przy tym założeniu oraz przy założeniu odbicia czysto powierzchniowego promienie o natężeniu I_s padające na gładką poziomą powierzchnię morza w znacznej części przenikają pod wodę, a ich część odbita ma natężenie $(I_s)_0$, które można opisać równaniem Fresnela

$$\frac{(I_s)_0}{I_s} = \frac{1}{2} \left[\frac{\operatorname{tg}^2(\alpha - \delta)}{\operatorname{tg}^2(\alpha + \delta)} + \frac{\sin^2(\alpha - \delta)}{\sin^2(\alpha + \delta)} \right] = R_s \quad (4.1)$$

gdzie δ — kąt załamania promieni wchodzących pod wodę z natężeniem $I_s = (I_s)_0$. W tym też przypadku kątowy rozkład promieniowania pod wodą będzie silnie asymetryczny (ryc. 3.10), a stosunek rozproszonego światła dyfuzyjnego do światła ukierunkowanego będzie wzrastał z głębokością optyczną od 0 do ∞ wyrażającej pole graniczne. Wówczas w przedziale fal słabo absorbowanych ($a \ll b$) pole dyfuzyjne osiągnięte będzie dopiero na stosunkowo dużej głębokości uwarunkowanej dodatkowo długością geometrycznej drogi promieni docierających na tę głębokość.

Całkowita odrębność warunków w strefie eufotycznej i odmienne stosunki energetyczne przy odbiciu o powierzchnię morza wystąpią we wspomnianym drugim skrajnym przypadku sytuacji atmosferycznej, tj. przy całkowicie i równomiernie zachmurzonym niebie. Można wtedy przyjąć, że na skutek całkowitego rozpraszania promieni w chmurach powierzchnia morza oświetlona jest jedynie przez światło dyfuzyjne I_D przychodzące ze wszystkich możliwych kierunków w górnej półsfery. Stosunek natężenia światła odbitego o płaską poziomą powierzchnię morza do natężenia światła padającego można wówczas wyrazić równaniem

$$\frac{(I_D)_0}{I_D} = \int_0^{\pi/2} R_s(\alpha_H) \sin 2\alpha_H d\alpha_H = R_D, \quad (4.2)$$

gdzie $R_s(\alpha_H) = (I_r)_0/I_s$ — współczynnik odbicia z równania (4.1) (Burt 1953).

Promieniowanie przenikające pod wodę, o natężeniu $I_D = (I_D)_0$, będzie w tym przypadku całkowicie dyfuzyjne i wobec tego pole świetlne praktycznie w całej strefie świetlnej pod wodą będzie miało charakter pola granicznego. Ta różnica, jak zobaczymy dalej, ma istotne znaczenie dla procesu fluktuacji oświetlenia wywołanego falowaniem powierzchni morza.

W naturalnych warunkach atmosferycznych najczęściej występują sytuacje pośrednie. Promieniowanie oświetlające powierzchnię morza I_0 składa się z części dyfuzyjnej I_D i części promieni bezpośrednich I_s , a całkowity współczynnik odbicia można wyrazić równaniem

$$R_0 = \frac{(I_0)_0}{I} = R_s \frac{I_s}{I_0} + R_D \frac{I_D}{I_0}. \quad (4.3)$$

Z punktu widzenia elementu objętości ośrodka w określonym punkcie przy widocznej tarczy słonecznej i obecności chmur pojawiają się

na przemian „warunki słoneczne” i „warunki dyfuzyjne”. Wywołuje to, oprócz bezpośrednich efektów fluktuacyjnych dostrzegalnych na ryc. 4.1a i b, zmiany mechanizmu działania sfalowanej powierzchni morza na wchodzący w morze strumień światła. I tak, w chwilach oświetlenia pełnym słońcem dominują fluktuacje odbicia i załamania promieni na falującej powierzchni morza, które wywołują silne krótkookresowe fluktuacje światła pod powierzchnią. Fluktuacje te nakładają się na wahania oświetlenia wywołane bezpośrednio ruchem chmur, co w rezultacie daje złożony przebieg zjawiska, widoczny na ryc. 4.1c i d. Podczas oświetlenia morza światłem dyfuzyjnym dominujący wpływ na fluktuacje mają zmiany wysokości słupa wody w wyniku falowania powierzchni nad badanym punktem. Tak wywołane fluktuacje, zauważalne np. na ryc. 4.1c pomiędzy 35 a 40 minutą rejestracji lub pomiędzy 50 a 80 minutą rejestracji, są na ogół nieznaczne w porównaniu z omawianymi poprzednio.

Równania (4.1), (4.2) i (4.3) nie oddają jednak zbyt ściśle rzeczywistych energetycznych stosunków na powierzchni morza. Przede wszystkim rozkład promieniowania na powierzchni jest z reguły bardziej złożony. Także złożony i zmienny w czasie jest stan dynamiczny powierzchni morza, a odbicie części strumienia w toni wodnej powiększa wartość energii skierowanej z powrotem do atmosfery. Gładka powierzchnia morza jest również zjawiskiem niesłychanie rzadkim, toteż z reguły nie można pomijać wpływu fal na wypadkowy efekt odbicia światła. Z kolei tak jak złożone może być widmo fal powierzchniowych, poczynając od kapilarnych, a kończąc na pływowych, tak złożony jest chwilowy profil powierzchni morza i jego wpływ na zachodzące tu zjawiska optyczne.

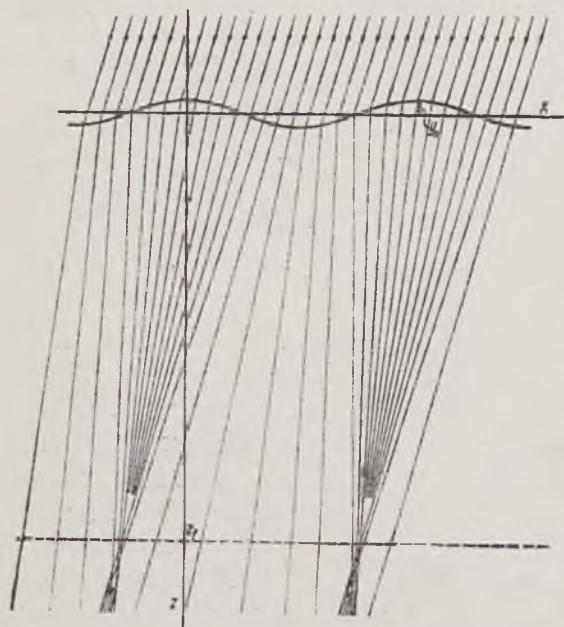
Wiele prac poświęcono badaniom wpływu sfalowanej powierzchni morza na odbicie światła lub na tzw. *albedo*, tj. stosunek strumienia światła oddolnego do odgórnego tuż nad powierzchnią morza (Duntley 1951, Cox i Munk 1955). Tablice opracowane przez Mullamaa (1964), wzbogacone obszernym wstępem teoretycznym, stanowią rodzaj monograficznego ujęcia tego zagadnienia. Na podstawie zebranych tam wyników można między innymi stwierdzić, że *albedo* w paśmie widzialnym przy położeniach słońca w granicach $45^\circ < \alpha_H < 90^\circ$ wynosi około 5,5% i waha się wokół tej wartości zależnie od α_H , od warunków atmosferycznych i od prędkości wiatru wywołującego fale, na ogół mniej niż o $\pm 0,5\%$. Przy niższych położeniach słońca nad horyzontem w miarę malenia α_H w przedziale $0 < \alpha_H < 45^\circ$ następuje wyraźny i coraz szybszy wzrost wartości *albedo* aż do około 30% przy $\alpha_H = 5^\circ$. Wzrost ten jest mniejszy przy silniejszym wietrze powodującym fale o bardziej złożonym widmie i tak np. przy $\alpha_H = 5^\circ$ *albedo* może osiągnąć 30% przy

prędkości wiatru 2 m/s, a tylko 20%, jeśli prędkość wiatru wynosi 15 m/s.

Wobec znacznych lokalnych zmian poziomu oświetlenia pod wodą, wywołanych poprzednio wspomnianymi zjawiskami, te stosunkowo niewielkie wahania albedo mają mały udział we fluktuacjach oświetlenia i prawdopodobnie nie mają istotnego znaczenia dla biosfery, poza przypadkami, kiedy słońce znajduje się nisko nad horyzontem. Znaczny wpływ na fluktuacje mogą mieć jednak lokalne odbicia promieni na poszczególnych elementach sfalowanej powierzchni morza (Snyder i Dera 1970).

4.2. Fluktuacje wywołane załamaniem promieni na falującej powierzchni morza

Jak już wspomniano, w pewnych warunkach atmosferycznych główną przyczyną silnych fluktuacji oświetlenia w strefie eufotycznej są



Ryc. 4.2. Schemat ogniskowania promieni słonecznych na falującej powierzchni morza y_0 — amplituda fali, z_f — płaszczyzna ogniskowa (Dera)

Fig. 4.2. Diagram of the focusing effect of sun rays on a waving sea surface y_0 — wave amplitude, z_f — focusing plane (Dera)

efekty załamania promieni na sfalowanej powierzchni morza. Pierwszej próby geometrycznej analizy tego zjawiska dokonał Schenck (1957). W pracach Dery i Olszewskiego (1967), Dery i Gordona (1968), Snydera i Dery (1970) oraz w obecnym opracowaniu po raz pierwszy zebrano dane doświadczalne wyjaśniające przebieg i złożoność zjawiska fluktuacji, a ponadto pozwalające na bardziej wnikliwą jego analizę. Na podstawie tych badań mechanizm zjawiska fluktuacji podwodnego oświetlenia, wywoływanych falami powierzchniowymi, spróbujemy na wstępie wyjaśnić na uproszczonym modelu działania jednowymiarowej fali sinusoidalnej

$$y = y_0 \cos \frac{2\pi x}{\Lambda} \quad (4.4)$$

gdzie Λ — długość fali, a y_0 — jej amplituda.

Założmy, że tak falująca powierzchnia morza jest oświetlona przez bezpośrednie promienie słoneczne padające równolegle. W takim wypadku promienie te będą ogniskowane przez grzbiety fal, a rozpraszane przez doliny (ryc. 4.2). W rezultacie fale przesuujące się z prędkością v będą wytwarzały w określonym punkcie ośrodka (xz) rozbłyśki świetlne o częstości $\nu = v/\Lambda$. Uwzględniając krzywiznę grzbietu fali oraz prawa optyki geometrycznej, można znaleźć przybliżoną długość ogniskowej tak tworzonych „soczewek” i stąd głębokość, na której powinniśmy obserwować maksymalne fluktuacje. W pierwszym przybliżeniu promień krzywizny grzbietu fali można przyjąć z obliczeń dla punktu $y = y_0$ i $x = 0$, który wyrazi się wzorem

$$\rho = \left| \frac{\left[1 + \left(\frac{dy(0)}{dx} \right)^2 \right]^{3/2}}{d^2y(0)/dx^2} \right| = \left(\frac{\Lambda}{2\pi} \right)^2 \frac{1}{y_0} \quad (4.5)$$

Uwzględnijmy następnie „wzór soczewkowy” dla wyżej opisanego układu w postaci

$$\frac{n}{a_0} + \frac{n'}{b_0} = \frac{n' - n}{\rho} \quad (4.6)$$

gdzie n i n' — odpowiednio współczynnik załamania światła dla powietrza i wody morskiej, a i b — odległości przedmiotu i obrazu od granicy ośrodków. Jeśli przyjąć $n = 1$, $n' = 4/3$, $a_0 = \infty$ i $b_0 = f$, to na podstawie równania (4.6) otrzymamy

$$f = 4\rho \quad (4.7)$$

i stąd na podstawie wzoru (4.5)

$$f = \frac{\Lambda^2}{\pi^2 y_0} \approx \frac{\Lambda^2}{10 y_0} \quad (4.8)$$

Umieszczony nieruchomo na głębokości f miernik oświetlenia odgórny połączony z rejestratorem szybkich przebiegów w słoneczne dni rejestruje rzeczywiście silne, krótkookresowe fluktuacje oświetlenia, których wyraźny przebieg jest przykładowo pokazany na ryc. 4.1e. Prze-

bieg tych fluktuacji nie jest oczywiście tak prosty, jak wynikałoby z oddziaływania założonej sinusoidalnej fali, bowiem widmo fal powierzchniowych w rzeczywistości jest znacznie bardziej złożone. Przy małych falach i odpowiedniej, zbliżonej do f głębokości dna nietrudno nawet gołym okiem zaobserwować w czystej wodzie w słoneczny dzień zogniskowane na dnie i przesuwające się smugi świetlne, które stanowią pewien rodzaj odwzorowania grzbietów fal.

Ze względu na złożony model ogniskowania promieni przez fale krótkookresowe fluktuacje wartości $E(z, -)$ o różnym nasileniu powinniśmy obserwować nie tylko na głębokości f , lecz w całym profilu pionowym od powierzchni aż do głębokości, na której pole świetlne przyjmie właściwości zbliżone do pola granicznego. Maksimum amplitudy omawianych fluktuacji powinno się znaleźć nie na głębokości f , lecz na skutek osłabiania promieni w ośrodku mniej lub więcej powyżej tej głębokości. Niniejsze zjawisko zostało w miarę możliwości przebadane szczegółowo przez autora i współpracowników w różnych rejonach mórz i przy różnych stanach dynamicznych powierzchni morza (1). Na podstawie wyników tych badań zanalizujemy na wstępie amplitudę fluktuacji i jej zmiany z głębokością w morzu.

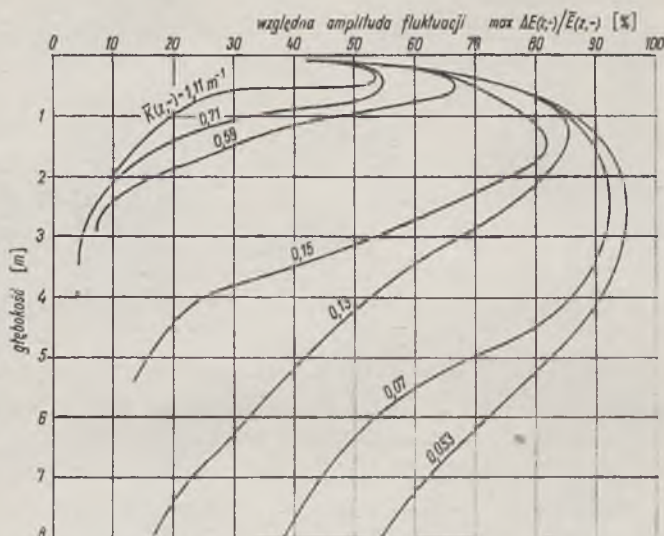
Jeśli wartości maksymalnych amplitud (2) fluktuacji oświetlenia odgórnego $\Delta E(z, -)$ na różnych głębokościach odnieść do średnich wartości oświetlenia $E(z, -)$ na tych głębokościach, to przy oświetleniu morza bezpośrednim promieniowaniem słońca, kiedy zjawisko ogniskowania rzeczywiście dominuje w procesie fluktuacji, otrzymuje się z reguły pionowe rozkłady przedstawione na ryc. 4.3. Jak wynika z tych wykresów, w górnej warstwie strefy eufotycznej pionowy rozkład amplitudy fluktuacji ma charakterystyczne maksimum, gdzie amplituda może dochodzić prawie do 100% średniej wartości oświetlenia, nigdy natomiast nie jest mniejsza niż 50% (3).

Wobec dwóch głównych, a konkurencyjnych procesów, tj. ogniskowania promieni skierowanych przez fale o złożonym na ogół widmie i ich osłabiania na skutek rozpraszania w ośrodku, amplituda maksy-

(1) Miernik oświetlenia z kolektorem cosinusowym był umieszczany nieruchomo na głębokości z , gdzie za pośrednictwem kabla rejestrowano fluktuacje oświetlenia przystosowanym do tego celu rejestratorem.

(2) Obwiednią wyznaczającą maksymalną amplitudę fluktuacji zarejestrowanych w ciągu 5÷10 min odcinano około 2% pików wyższych, których nie uwzględniano w obliczeniach. Ze względu na złożony przebieg fluktuacji amplitudą nazwano tu, dla ułatwienia opisu, wysokość oscylacji od wartości minimum do maksimum.

(3) Pewien wpływ na te wartości ma wielkość powierzchni kolektora oświetlenia, lecz jak stwierdzono, jej wpływ jest nieduży dla małych kolektorów, tj. o około 5 cm średnicy i mniejszych.



Ryc. 4.3. Pionowe rozkłady względnej amplitudy fluktuacji oświetlenia w paśmie zielonym

Liczby obok krzywych wyrażają wartości $K(z, -)$ zanotowane w czasie pomiarów fluktuacji; inne objaśnienia w tekście (Dera i Gordon 1968)

Fig. 4.3. Vertical distribution of the fractional fluctuation of downwelling irradiance for green light
Numbers indicate the $K(z, -)$ values recorded simultaneously (Dera and Gordon 1968)

malnych fluktuacji, jak się okazuje, bardziej zależy od właściwości optycznych ośrodka niż od parametrów fali. Przy kolejnych krzywych na ryc. 4.3 podany jest średni współczynnik osłabiania oświetlenia $k(z, -)$, który w pewien sposób odzwierciedla stopień zmętnienia badanych wód. Pierwsze cztery profile (licząc na ryc. 4.3 od góry) zostały wykonane przy bardzo podobnym stanie falowania powierzchni morza, lecz w bardzo różnych pod względem optycznym wodach; średnia amplituda fal powierzchniowych wynosiła w tych przypadkach zaledwie około 5 do 10 cm, a długość była rzędu 1 m. Jak widać, maksymalne amplitudy fluktuacji i ich zasięg w głąb toni wodnej, mimo zbliżonych warunków falowania, silnie rosną w miarę wzrostu przezroczystości wód. Z równania (4.8) dla $y_0 = 5$ cm i $\Lambda = 1$ m głębokość płaszczyzny ogniskowej wypada na 2 m. Tak więc, jeśli wziąć pod uwagę, że maksimum fluktuacji musi być tym bardziej powyżej tej płaszczyzny, im większe jest osłabianie promieni w ośrodku, to wyniki dla tych prostych przypadków falowania zdają się potwierdzać słuszność założonego mechanizmu ogniskowania promieni.

Sytuacja komplikuje się znacznie w przypadkach zilustrowanych

krzywymi opisanymi przez $K(z, -) = 0,07 \text{ m}^{-1}$ i $K(z, -) = 0,053 \text{ m}^{-1}$, gdzie przy złożonym widmie fal średnia ich amplituda sięgała około 1,5 m, a długość była rzędu kilkunastu metrów. Jak widać, amplituda fluktuacji wzrasta jedynie nieznacznie, co można by również uzasadnić dalszym zmniejszeniem się wartości $K(z, -)$, a nie rozmiarami fal, które są tu przecież większe o rząd wielkości. Widmo tych fal jest jednak bardzo złożone i sądząc po głębokości oraz szerokości maksimów, można przypuszczać, że i w tych przypadkach maksymalne fluktuacje wywołane są głównie przez pasma krótkofalowych składowych widma fal. W dalszej części rozważań poświęcimy nieco uwagi rozkładowi częstotliwości fluktuacji, czyli widmom ich energii, oraz powiązaniu widm energii fluktuacji z widmami energii falowania; chwilowo jednak zwróćmy uwagę na kilka innych aspektów tego zjawiska.

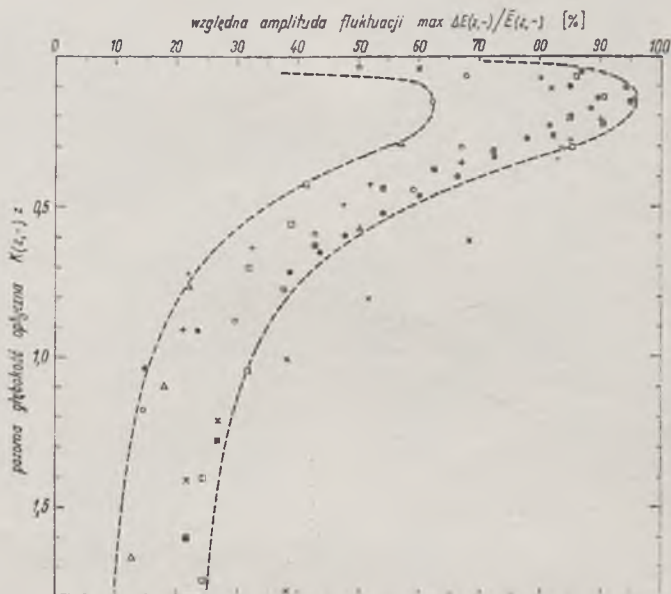
Należy przypuszczać, że przy silnym wietrze, a więc przy szczególnie złożonym widmie fal wiatrowych, chaos w kierunkach załamania promieni na powierzchni powoduje znaczną redukcję wypadkowego efektu ogniskowania. To dynamiczne zróżnicowanie kierunków załamania promieni przy udziale innych zjawisk, wśród których znaczną rolę odgrywa rozpraszanie, powoduje też, że pole świetlne staje się już na niedużych głębokościach zbliżone do dyfuzyjnego. Przyjęcie tej hipotezy tłumaczyłoby obserwowany stosunkowo szybki zanik fluktuacji z głębokością również przy rozwiniętych wiatrowych falach oceanicznych.

Zanik amplitudy fluktuacji oświetlenia z głębokością poniżej maksimum ma prawdopodobnie charakter krzywej wykładniczej (Dera i Olaszewski 1967). Nie wszystkie jednak przypadki to potwierdzają, a przy falach oceanicznych dokładne zbadanie tego zniku jest ograniczone techniką pomiarów⁽⁴⁾. Można jednak stwierdzić, że względne amplitudy omawianych fluktuacji przekraczają wartość 50% jedynie w kilkumetrowej górnej warstwie strefy eufotycznej, lecz nie są tu także mniejsze niezależnie od rodzaju spotykanych fal. Zasięg mniejszych fluktuacji jest znacznie większy, a ich obecność [$\Delta E(z, -) \bar{E}(z, -) \geq 10\%$] obserwowano na Atlantyku do głębokości 70 m.

Oznaczmy przez analogię do grubości optycznej ośrodka, wyrażanej iloczynem $\bar{c} \cdot z$, pozorną grubość lub pozorną głębokość optyczną ośrodka iloczynem $K(z, -) \cdot z$. Zależność maksymalnej amplitudy fluktuacji

(4) Pomiar fluktuacji na płytkich obszarach (do 10 m) prowadzono ze stanowisk zamocowanych na dnie na wieżach lub pomostach. Pomiar na głębokich wodach wykonywano natomiast z pokładów dużych statków. W tym drugim wypadku, mimo lekkich przechyłów statku, łatwo daje się wyeliminować ich wpływ na pomiar ze względu na stosunkowo dużą częstotliwość badanych fluktuacji oświetlenia. Częstotliwość fluktuacji maleje jednak z głębokością, wobec czego pomiar na większych głębokościach jest zbyt silnie zakłócony ruchami statku.

oświetlenia od tak zdefiniowanej pozornej głębokości optycznej, nie uwzględniająca zupełnie parametrów fali, jest wówczas, jak widać z ryc. 4.4, bardzo zbliżona dla wszystkich badanych przypadków. Wynik ten



Ryc. 4.4. Pionowy rozkład względnej amplitudy fluktuacji oświetlenia odgórnego w morzu w funkcji pozornej głębokości optycznej (w paśmie zielonym) w różnych warunkach, przy różnym stanie dynamicznym powierzchni morza

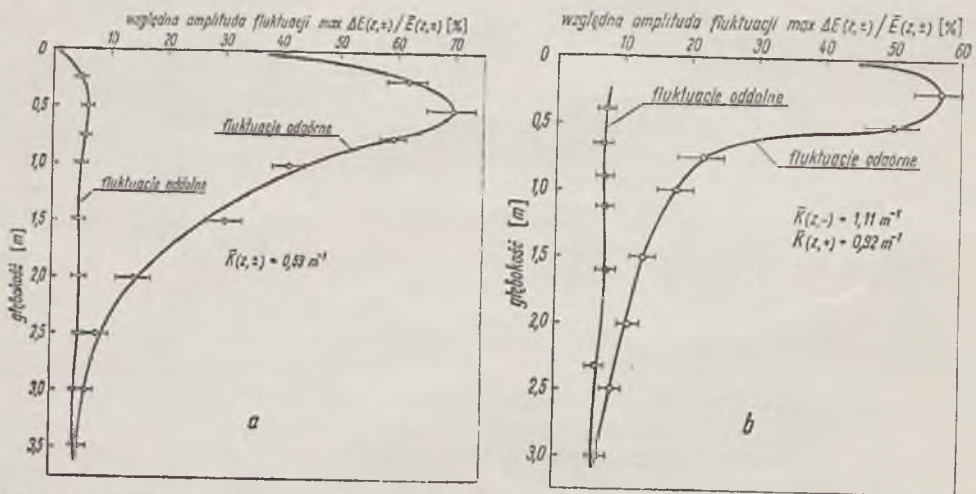
- Ławica Bahamska $K(z, -) = 0,13 \text{ m}^{-1}$, $y_0 \approx 10 \text{ cm}$;
- + Ławica Bahamska $K(z, -) = 0,14 \text{ m}^{-1}$, $y_0 \approx 6 \text{ cm}$;
- zatoka Biscayne $K(z, -) = 0,59 \text{ m}^{-1}$, $y_0 \approx 5 \text{ cm}$;
- △ zatoka Biscayne $K(z, -) = 1,11 \text{ m}^{-1}$, $y_0 \approx 15 \text{ cm}$;
- × Zatoka Gdańska $K(z, -) = 0,2 \text{ m}^{-1}$, $y_0 \approx 8 \text{ cm}$;
- Cieśnina Florydzka $K(z, -) = 0,07 \text{ m}^{-1}$, $y_0 \approx 1,5 \text{ m}$;
- Morze Karaibskie $K(z, -) = 0,053 \text{ m}^{-1}$, $y_0 \approx 1 \text{ m}$

Fig. 4.4. Vertical distribution of the fractional fluctuation of downwelling irradiance in respect of the "apparent optical depth" for green light, for several conditions of water clarity and various states of the sea surface

- Bahama Bank $K(z, -) = 0,13 \text{ m}^{-1}$, $y_0 \approx 10 \text{ cm}$;
- + Bahama Bank $K(z, -) = 0,14 \text{ m}^{-1}$, $y_0 \approx 6 \text{ cm}$;
- Biscayne Bay $K(z, -) = 0,59 \text{ m}^{-1}$, $y_0 \approx 5 \text{ cm}$;
- △ Biscayne Bay $K(z, -) = 1,11 \text{ m}^{-1}$, $y_0 \approx 15 \text{ cm}$;
- × Gdańsk Bay $K(z, -) = 0,2 \text{ m}^{-1}$, $y_0 \approx 8 \text{ cm}$;
- Carribean Sea $K(z, -) = 0,053 \text{ m}^{-1}$, $y_0 \approx 1 \text{ m}$;
- Florida Straits $K(z, -) = 0,07 \text{ m}^{-1}$, $y_0 \approx 1,5 \text{ m}$

szczególnie przemawia za przyjęciem hipotezy, że główny wpływ na zasięg fluktuacji mają krótkookresowe składowe widma falowania i właściwości absorpcyjno-rozpraszające ośrodka. Z wykresu na ryc. 4.4 wynika też, że znaczne wartości amplitudy fluktuacji obserwuje się z reguły do pozornej głębokości optycznej $K(z, -)z = 1$. Jak łatwo wyliczyć z równania (1.16), jest to objęta fluktuacjami warstwa strefy eufotycznej, w której zostaje zatrzymane ponad 60% odgórnego strumienia światła przenikającego powierzchnię wody.

Pewien obraz zasięgu omawianych fluktuacji w głąb ośrodka toni wodnej daje wynik eksperymentu przedstawiony na ryc. 4.5. Wykreślono



Ryc. 4.5. Porównanie pionowego rozkładu względnej amplitudy fluktuacji oświetlenia odgórnego i oddolnego w paśmie zielonym

a — Dera i Gordon 1968. b — Dera

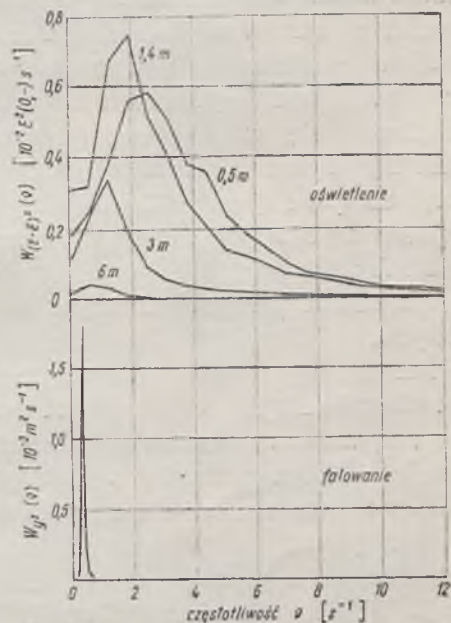
Fig. 4.5. The comparison of the vertical distribution of fractional fluctuation of downwelling and upwelling irradiance for green light

a — Dera and Gordon 1968. b — Dera

no na niej pionowe profile amplitudy fluktuacji oświetlenia odgórnego (w silnie zmętnionych wodach zatoki Biscayne) porównane z fluktuacjami oświetlenia oddolnego. Jak widać, krzywe te mają początkowo całkowicie różny przebieg, lecz zbiegają się na pewnej głębokości, na której innymi metodami stwierdzono, że pole świetlne ma już charakter zbliżony do pola granicznego. To porównanie wskazuje także na istotną rolę ogniskowania promieni wywołujących fluktuacje oświetlenia odgórnego do głębokości, na której skierowane promienie słoneczne zostają praktycznie całkowicie rozproszone. Z tej też przyczyny zasięg fluktuacji oświetlenia w głąb toni wodnej jest większy w czystych wodach niezależnie od widma falowania.

Niewielkie fluktuacje oświetlenia odgórniego notowane poniżej strefy działania skierowanych promieni słonecznych, jak i fluktuacje oświetlenia oddolnego są wynikiem dominowania innych zjawisk niż ogniskowanie promieni; w szczególności wspomnianych już zmian grubości słupa wody nad obserwowanym punktem ośrodka. Te inne zjawiska przejmują też rolę pierwszorzędą w całym profilu pionowym przy oświetleniu morza światłem dyfuzyjnym, tj. przy zachmurzonym lub zamglonym niebie. Wtedy jednak przy przeciętnym stanie morza amplitudy fluktuacji są prawie o rząd wielkości mniejsze. Nie obserwuje się też maksimum amplitudy poniżej powierzchni, a jej zanik z głębokością jest wykładniczy (Dera i Olszewski 1967).

Rozważania nad zamieszczonymi wyżej wynikami badań fluktuacji oświetlenia odnoszą się zasadniczo do analizy przestrzennych rozkładów maksymalnej amplitudy fluktuacji. Wyniki rejestracji wskazują jednak także na bardzo złożony przebieg tych fluktuacji, toteż następnym krokiem ich analizy jest zbadanie rozkładu amplitud lub energii fluktuacji w funkcji ich częstotliwości, czyli inaczej mówiąc — zbadanie widma energii fluktuacji i jego powiązania z widmem energii aktualnie panujących fal powierzchniowych. Badania te przeprowadzono po raz pierwszy w kwietniu 1968 r. w rejonie Wysp Bahama z pokładu statku badawczego „Gerda” Uniwersytetu w Miami na Florydzie (Snyder i Dera 1970). Zastosowano do tego celu system 4 precyzyjnych falografów ustawionych w czworobok, które wraz z miernikiem podwodnego oświetlenia podłączano do 16-kanalowego rejestratora specjalnego typu z zapisem cyfrowym (firmy Radiation Inc.). Punkty dla analizy przebiegu fluktuacji oświetlenia rejestrowano w ciągu 7 do 10 min na każdej głębokości w odstępach czasu 1/32 s, a punkty dla



Ryc. 4.6. Widma fluktuacji oświetlenia porównane z widmem falowania powierzchni morza

Wykres górny — widmowa gęstość energii fluktuacji w funkcji częstotliwości, wykres dolny — widmowa gęstość energii falowania w funkcji częstotliwości (Snyder i Dera 1970)

Fig. 4.6. The power spectra of the downwelling irradiance fluctuation (upper diagram) compared with the spectrum of surface waves (lower diagram). (Snyder and Dera 1970)

falowania w odstępach czasu $1/8$ s. Pomiary do analizy prowadzono przy pełnym słońcu i bezchmurnym niebie. Uzyskane w ten sposób zapisy normalizowano z pomocą maszyny cyfrowej, eliminując składową stałą i składowe wolnozmiennie, a następnie poddawano analizie ich widma. Analizowano również odpowiednie widma falowania. Typowy przykład uzyskanych w ten sposób wyników przedstawia ryc. 4.6. Zauważmy na podstawie tego rysunku dalsze charakterystyczne cechy zjawiska fluktuacji wywołanych falowaniem powierzchni morza w słoneczne dni: a) znaczną szerokość widma fluktuacji oświetlenia w stosunku do widma falowania, które wykreślone w tej samej skali przedstawia się jak ostry pik, b) skupienie energii fluktuacji oświetlenia zasadniczo w przedziale częstotliwości od 0 do około 6 cykli na sekundę, c) znaczne przesunięcie maksimum widma fluktuacji oświetlenia w stronę wyższych częstotliwości w stosunku do maksimum widma energii fal — szczególnie na małych głębokościach, d) przesuwanie się maksimum widma fluktuacji w stronę mniejszych częstotliwości w miarę wzrostu głębokości i jego zbliżanie się na większej głębokości do położenia maksimum widma fal. Na wykresie widm widoczne jest także maksimum energii fluktuacji na pewnej głębokości (tutaj dla 1,4 m), potwierdzające w pewien sposób wyniki wcześniej wykonanych pomiarów (zilustrowane na ryc. 4.3 lub 4.4).

Z analiz przeprowadzonych w pracach Dery i Gordona (1968) oraz Snydera i Dery (1969) wynika również definitywnie pewna asymetria fluktuacji wywołanych załamaniem promieni słonecznych na sfalowanej powierzchni: piki chwilowego wzrostu oświetlenia w procesie fluktuacji są znacznie wyższe od pików jego spadku w stosunku do wartości średniej. Tego zjawiska nie obserwuje się przy zachmurzonym niebie, kiedy nie można mówić o ogniskowaniu promieni przez fale.

Na podstawie powyższych danych łatwo zauważyć, że mechanizm ogniskowania promieni nie tłumaczy całej złożoności przebiegu fluktuacji. W pracy Snydera i Dery (1970) dokonano próby teoretycznej analizy tego zjawiska, uwzględniającej widma fal, fluktuacje kąta padania i załamania promieni, fluktuacje transmisji promieni przez granicę ośrodków powietrze—woda, fluktuacje wielkości powierzchni granicy ośrodków na skutek zmian krzywizny powierzchni wody, fluktuacje długości drogi promieni w wodzie wynikłe ze zmian kierunków załamania na falującej powierzchni i wreszcie osłabianie promieni w wodzie.

Analiza tych procesów wykracza raczej poza ramy obecnej pracy, warto jednak wspomnieć, że prowadzi ona między innymi do wniosku, iż zjawisko ogniskowania promieni odgrywa w procesie fluktuacji dominującą rolę w pewnym przedziale ich częstotliwości, zależnym także od głębokości. W badanych przypadkach zaczyna dominować np. na głą-

bokości 0,6 m dla 4 cykli na sekundę, a na głębokości około 6 m dla 1,3 cykła na sekundę, co leży w obszarach maksimum energii fluktuacji na odpowiednich widmach.

Bardziej szczegółowa analiza zjawiska fluktuacji oświetlenia wymagałaby dalszych pomiarów, które jednak warto by poprzedzić zbadaniem wpływu fluktuacji na procesy biofizyczne lub ich powiązania z innymi zjawiskami zachodzącymi w morzu.

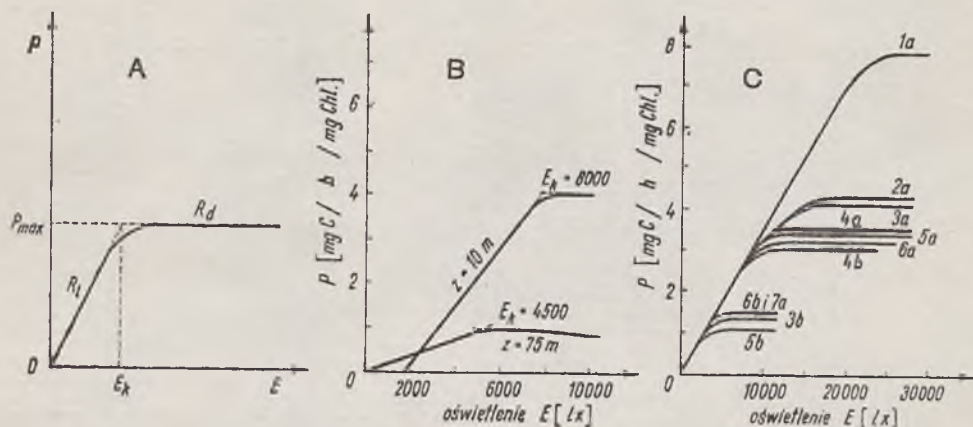
5. WPLYW OŚWIETLENIA NA FOTOSYNTEZĘ MATERII ORGANICZNEJ W MORZU

Nie zagłębiając się w biofizyczne i biochemiczne tajniki złożonego procesu fotosyntezy (Kamen 1963, Frackowiak 1966), zwróćmy na zakończenie uwagę na niektóre wypadkowe efekty wpływu oświetlenia na fotosyntezę w komórkach fitoplanktonu morskiego. Ogólny zarys współzależności między oświetleniem E (białym światłem) a szybkością asymilacji węgla w procesie fotosyntezy P wyrażoną w miligramach węgla na godzinę na jednostkę masy chlorofilu przedstawia ryc. 5.1A. Współzależność ta jest liniowa do pewnej wartości oświetlenia

$E_k = \frac{P_{max}}{P} E$, po czym przy dalszym wzroście oświetlenia fotosynteza osiąga stan nasycenia (Yentsch i Lee 1966). Rozróżnia się w związku z tym dwa obszary reakcji widoczne na ryc. 5.1: obszar zależności liniowej, tj. tzw. obszar reakcji świetlnej R_l (light reaction), gdzie szybkość fotosyntezy limitowana jest bezpośrednio przez oświetlenie, i obszar nasycenia, tj. tzw. obszar reakcji ciemnej R_d (dark reaction), gdzie szybkość fotosyntezy limitowana jest innymi parametrami środowiska, takimi jak temperatura, skład chemiczny wody morskiej itp. W niektórych wypadkach dalszy wzrost oświetlenia w obszarze nasycenia może też powodować spadek wartości P poniżej P_{max} (Jorgensen i Steemann Nielsen 1965).

Zarówno wartości oświetlenia nasycenia E_k , jak i P_{max} w naturalnych warunkach są bardzo zróżnicowane dla różnych, a nawet tych samych gatunków planktonu zależnie od środowiska, w którym wegetują (ryc. 5.1B i C, tab. 5.1).

Znaczne zróżnicowanie spotykanych wartości E_k i P_{max} pozwala wyróżnić tzw. plankton słoneczny, przystosowany do wydajnej produkcji przy silnych oświetleniach, i plankton cieniowy, przystosowany do wydajnej produkcji przy oświetleniach słabych (np. na większych głębokościach). W szczególności plankton cieniowy charakteryzuje się niskimi wartościami E_k , tj. rzędu 3500 ÷ 4500 lx. Wiele gatunków planktonu



Ryc. 5.1. Współzależności między oświetleniem E w luksach a fotosyntezą P wyrażoną w miligramach asymilowanego węgla na godzinę na miligram chlorofilu. A — zależność teoretyczna wg Yentsch i Lee (1966); R_1 — obszar reakcji limitowanej oświetleniem, R_d — obszar reakcji limitowanej innymi właściwościami ośrodka („nasylenie światłem”), E_k — oświetlenie nasycenia, P_{max} — maksymalna szybkość fotosyntezy w danych warunkach środowiskowych. B — zależność dla naturalnego fitoplanktonu z głębokości 10 m i 75 m w Oceanie Atlantyckim (ok. $10^\circ N$ i $50^\circ W$, Yentsch i Lee 1966). C — zależność dla naturalnego fitoplanktonu z różnych mórz; krzywe a — plankton powierzchniowy, krzywe b — plankton „z dna” strefy świetlnej ($E(z, -) / E(0, -) = 1\%$ w paśmie zielonym); 1 — plankton tropikalny, 2 i 3 — plankton letni strefy umiarkowanej, 4 — plankton stref północnych ze słabą pionową stabilnością mas wodnych, 5 i 6 — letni plankton arktyczny, 7 — plankton zimowy strefy umiarkowanej (Steeman Nielsen i Hansen 1959)

Fig. 5.1. General relationship between the rate of photosynthesis of marine phytoplankton and irradiance

A — theoretical relationship acc. to Yentsch and Lee (1966); R_1 — the range of reaction limited by irradiance, R_d — the range of reaction limited by other features of the medium (light saturation), E_k — irradiance of saturation, P_{max} — the maximum rate of photosynthesis in given environmental conditions. B — dependence for natural phytoplankton from the depth of 10 and 75 m in the Atlantic Ocean ($10^\circ N$ and $50^\circ W$, Yentsch and Lee 1966). C — dependence for natural phytoplankton from various seas; curves a — surface plankton, curves b — plankton from the bottom limit of the euphotic zone ($E(z, -) / E(0, -)$ was about 1% for green light); 1 — tropical plankton, 2 and 3 — temperate summer plankton, 4 — plankton from northern areas with very slight vertical stability of the water masses, 5 and 6 — arctic summer plankton, 7 — temperate winter plankton (Steeman Nielsen and Hansen, 1959)

ma zdolność pewnego fizjologicznego przystosowywania się do warunków cieniowych lub słonecznych w zależności od środowiska, w jakim znajduje się przez dłuższy czas (rzędu kilku godzin do kilku dni) (Steemann Nielsen i Hansen 1959, Ryther i Menzel 1959, Steemann Nielsen i wsp. 1962). W konsekwencji zmiany oświetlenia następuje rodzaj adaptacji komórek, który pociąga za sobą znaczne zmiany parametrów charakterystyki $P = f(E)$ przy zachowaniu jej zasadniczego kształtu zilustrowanego ryc. 5.1. Złożony proces adaptacji planktonu do różnych warunków oświetlenia (w tym także widma) polega w zasadzie na zmianach koncentracji i składu pigmentów fotoaktywnych oraz enzymów w komórkach (Jorgensen i Steemann Nielsen 1965).

Tabela 5.1

Wartość E_k i P_{max} dla fitoplanktonu w naturalnych warunkach
(Yentsch i Lee 1966)

Values of E_k and P_{max} for phytoplankton in natural conditions
(Yentsch and Lee 1966)

Rodzaj naturalnej populacji planktonu Type of natural population of phytoplankton	Głębokość Depth	Oświetlenie nasycenia Irradiance of saturation E_k [lx]	P_{max} [mg C/h/ /mg Chl.]
Tropikalny (ogólnie) Tropical (general)	—	22 000	3,0
Tropikalny atlantycki Tropical Atlantic	10 m	8 000	4,0
Tropikalny atlantycki Tropical Atlantic	75 m	4 500	1,0
Obszaru Kuro-siwo Kuriosho region	powierzchnia surface	10 000	1,3
Obszaru Kuro-siwo Kuroshio region	20 m	7 500	1,0
Obszaru Kuro-siwo Kuriosho region	50 m	4 500	0,5
Antarktyczny Antarctical	—	6 000	2,3
Lodów antarktycznych Antarctical ice		3 000	0,4

W procesie przetwarzania energii promienistej w swobodną energię chemiczną w komórkach bierze udział szereg pigmentów, a nie wyłącznie chlorofil. Dzięki nim biosfera wykorzystuje energię promieniowania słonecznego w szerokim przedziale jego widma, wykraczającym znacznie poza pasma absorpcji chlorofilu. Jest to szczególnie istotne w środowisku morskim, gdzie energia promieniowania jest ograniczona, a jego właściwości spektralne silnie modyfikowane przez wodę morską. Wśród pigmentów fotoaktywnych występujących w komórkach planktonu można wyróżnić kilka grup związków chemicznych o podobnej strukturze drobin i zbliżonych właściwościach fotochemicznych. Najbardziej rozpowszechnionymi wśród nich są, jak już wspomniano, chlorofil, karoteny, ksantofile i fikobyliny (Kamen 1963).

Barwę zieloną zawdzięczają komórki chlorofilowi, który odgrywa dominującą i podstawową rolę w naturalnym procesie fotosynte-

zy materii organicznej. Z tej też przyczyny należy on do pigmentów najlepiej zbadanych (Godniew 1963, Frąckowiak 1963, 1966). Wyróżnia się co najmniej 4 postacie chlorofilu określone mianem a, b, c i d. Najbardziej uniwersalny spośród nich, bo występujący we wszystkich fotosyntezujących komórkach, jest chlorofil a, który także ma 3 różne odmiany (wynikające np. z konfiguracji drobin w chloroplastach) z maksimum absorpcji odpowiednio dla 673, 683 i 695 nm.

Przykładem przystosowania planktonu do warunków oświetleniowych środowiska może być skład pigmentów w komórkach szczególnie rozpowszechnionych w morzu okrzemek. Zawierają one głównie chlorofil a i c oraz mieszaninę β -karotanów i α -ksantofil. Mieszanina tych pigmentów nadaje komórkom okrzemek barwę brunatną, co oznacza maksimum absorpcji w krótkofalowej części widma widzialnego, a więc w tej części, która na ogół najdalej przenika w głąb morza.

Wydaje się, iż brak organów ruchu u komórek fitoplanktonu, uniemożliwiający im wybór stałego lub korzystnego dla fotosyntezy położenia w toni wodnej, kompensowany jest częściowo ich zdolnością adaptacji.

Proces zmian składu pigmentów w komórkach pod wpływem oświetlenia nie jest natychmiastowy. Zależy zatem silnie nie tylko od zmian oświetlenia, lecz także od szybkości tych zmian. W naturalnych warunkach w morzu zaobserwowano np. znaczne zmiany ilości chlorofilu i karotenów w komórkach planktonu w ciągu doby (Yentsch i Scagel 1958). Maksima koncentracji pigmentów pojawiają się w różnym czasie na różnych głębokościach. Między innymi obserwuje się spadek koncentracji w warstwie powierzchniowej w godzinach południowych, a wzrost w godzinach rannych i popołudniowych (Yentsch i Ryther 1957). Stwierdzono też, że np. w komórkach okrzemek stosunek ilości chlorofilu a do ilości karotenów rośnie w miarę spadku poziomu oświetlenia (Ryther i wsp. 1958).

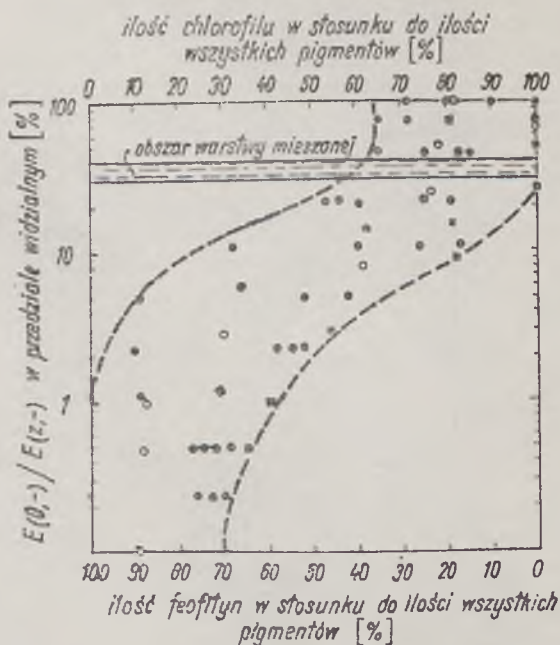
Obok składu pigmentów fotoaktywnych w komórkach uzależnionego od oświetlenia silnym wahaniom ulega stosunek ich ilości, a szczególnie ilości chlorofilu, do niefotoaktywnych produktów jego dekompozycji, tj. feofityn. Procentowa zawartość feofityn w komórkach wzrasta w ciemności, a w naturalnych warunkach w strefie eufotycznej wzrasta z głębokością. Oznacza to spadek ilości chlorofilu i zwolnienie procesu asymilacji. Wzrost oświetlenia do pewnego poziomu wywołuje odwrócenie procesu (Yentsch 1965). Zaobserwowaną zależność między względnym oświetleniem w różnych oceanach na różnych głębokościach a procentową zawartością chlorofilu i feofityn ilustruje ryc. 5.2. Widać z niej we wszystkich przypadkach wyraźny wzrost ilości feofityn z głębokością, tj. w miarę spadku średniego poziomu oświetlenia.

Wobec silnej i złożonej w wyniku adaptacji zależności fotosyntezy od oświetlenia zrozumiałe jest, że złożone i zmienne w czasie warunki środowiskowe wywołują podobne zróżnicowanie produkcji pierwotnej w morzu. Wynikiem tego są, obok wspomnianych zmian w ciągu dnia, zmiany dobowe, zmiany sezonowe (Raymont 1963, Winogradow i wsp. 1966) i przede wszystkim charakterystyczne pionowe rozkłady produkcji pierwotnej różne dla optycznie różnych typów wody morskiej (ryc. 5.3).

Charakterystyczne maksimum fotosyntezy na pewnej głębokości, zależnej od przezroczystości wód, tłumaczy się optymalnymi na tej głębokości warunkami, tj. odpowiednim oświetleniem i zawartością w wodzie potrzebnych składników biogenych. Wyjaśnienie to nie jest jednak zadowalające, gdyż w rzeczywistości nie tłumaczy istoty zjawiska i różnych przypadków jego przebiegu w naturalnych warunkach.

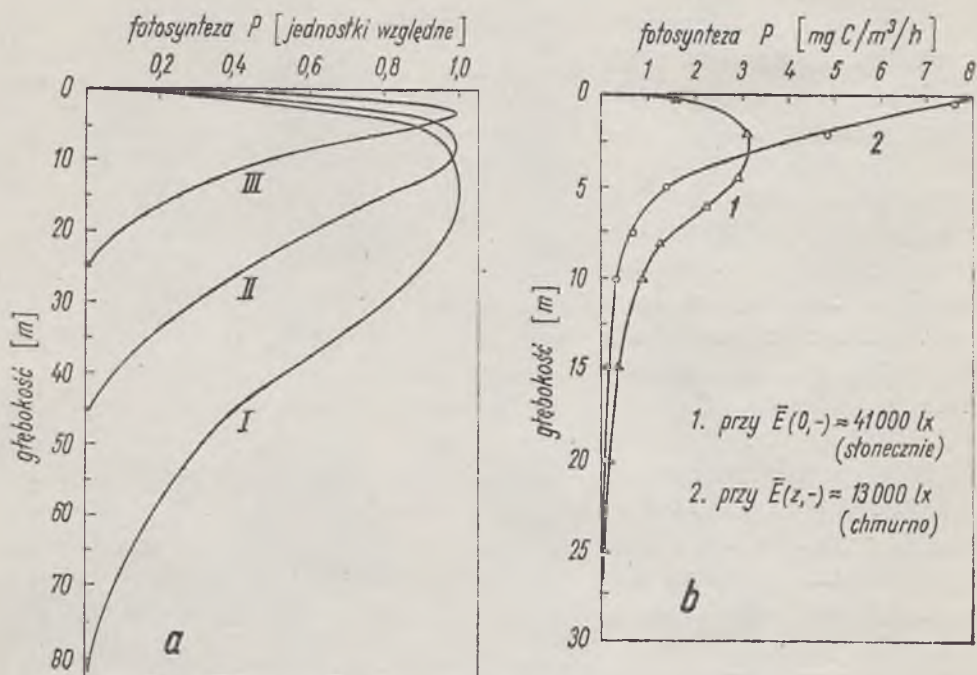
Na ryc. 5.3b przedstawiono dla przykładu dwa pionowe rozkłady fotosyntezy, zanotowane w Zatoce Gdańskiej w różnych warunkach oświetleniowych. Wyniki te, podobnie jak wiele innych (Dera i Bojanowski 1966), wykazują z dnia na dzień znaczne różnice w szybkości fotosyntezy w warstwie powierzchniowej wód w sytuacji, kiedy jedynym silnie zmiennym parametrem tego procesu jest oświetlenie wynikające ze zmian pogody i stanu morza.

W przypadku krzywych 1 i 2 na ryc. 5.3 miała miejsce zarówno ja-



Ryc. 5.2. Współzależność między względnym rozkładem oświetlenia w morzu a procentową zawartością chlorofilu i feofityn w całkowitej masie pigmentów. Dane z pn.-wsch. Oceanu Indyjskiego, strefy równikowej Atlantyku, Cieśniny Florydzkiej i pn. Atlantyku (Yentsch 1965)

Fig. 5.2. The interdependence between the relative distribution of the irradiance in the sea and the amount (%) of chlorophyll and pheophytin in the total mass of pigments. Data for the NE Indian Ocean, equator region of the Atlantic, Florida Straits and north Atlantic (Yentsch 1965)



Ryc. 5.3. Pionowe rozkłady fotosyntezy w morzu
 a — na otwartym morzu w słoneczne dni przy jednorodnym rozkładzie planktonu, dla: I — bardzo przezroczystych wód, II — wód o średniej przezroczystości i III — wód o słabej przezroczystości (Yentsch 1963). b — w Zatoce Gdańskiej (Dera i Bojanowski 1966)

Fig. 5.3. Vertical distribution of photosynthesis in the sea
 a — in the open sea during sunny days with homogeneously distributed plankton population for: I — very transparent waters, II — average transparent waters, III — poorly transparent waters (Yentsch 1963). b — in Gdańsk Bay (Dera and Bojanowski 1966)

kościowa, jak i ilościowa różnica oświetleń powierzchni morza. Przebieg według krzywej 1 odbywał się przy pełnym oświetleniu słonecznym $\bar{E}(0,-) \approx 41\ 000 \text{ lx}$, przebieg zaś według krzywej 2 przy świetle dyfuzyjnym, tj. przy niebie pokrytym warstwą chmur, $\bar{E}(0,-) \approx 13\ 000 \text{ lx}$. W myśl poprzedniej interpretacji tych profilów zrozumiałe jest, że przy słabszym oświetleniu maksimum fotosyntezy przemieszcza się bliżej powierzchni morza i może (jak w przypadkach krzywej 2) mieć miejsce na samej powierzchni. Nie tłumaczy to jednak poważnego wzrostu syntezy przy spadku oświetlenia, jeśli uwzględnić jedynie poziom oświetlenia $E(z,-)$. Wpływ na taki przebieg zjawiska mogą zatem mieć różnice w strukturze geometrycznej i fluktuacjach czasowych pola świetlnego. Jak łatwo wywnioskować z zamieszczonych wyżej danych, przypowierzchniowy spadek fotosyntezy w słoneczne dni leży w zasięgu silnych fluktuacji pola świetlnego wywołanych falowaniem. Ich oddziaływanie na proces może być bezpośrednie lub pośrednie przez oświe-

tlenie komórek skupionymi promieniami ultrafioletu, którego hamujący wpływ na fotosyntezę został stwierdzony (Steemann Nielsen 1964).

Jak wynika z przeprowadzonych wyżej rozważań, naturalne oświetlenie jako parametr procesu fotosyntezy w morzu jest parametrem złożonym z wielu elementów. Każdy z nich może oddziaływać na proces syntezy w swoisty, odrębny sposób. Oddziaływanie jedynie poziomu oświetlenia w stanie stacjonarnym ilustrują charakterystyki przedstawione na ryc. 5.1, jakkolwiek należy zwrócić uwagę, że operowanie przy ich opisie pojęciem kwantowej wydajności reakcji zamiast pojęciem oświetlenia byłoby dopiero w pełni ścisłe. Wykresy te odzwierciedlają jednak faktyczny przebieg zjawiska przy milczącym założeniu, że zaabsorbowana przez komórki energia jest proporcjonalna do oświetlenia. Wobec przebiegu tych charakterystyk i wobec wspomnianego procesu adaptacji planktonu nietrudno zauważyć, jak złożone może być oddziaływanie naturalnych fluktuacji oświetlenia na fotosyntezę w morzu (Dera 1967). Bezpośredni wpływ fluktuacji będzie uzależniony zarówno od ich amplitudy i częstotliwości, jak i od stosunku średniego poziomu oświetlenia E do wartości E_k . W wypadku kiedy $\bar{E}(z, -) + \frac{1}{2}(\Delta E_{\text{flukt.}}(z, -)) < E_k$, fotosynteza limitowana jest oscylującym poziomem oświetlenia i jeśli założyć brak wpływu dynamiki fluktuacji na fotoreakcje w komórkach, to o produkcji pierwotnej w ciągu czasu t w takiej sytuacji będzie decydować doza promieniowania wyrażająca się całką

$$\eta(z, -, \lambda) = \int_0^t E(z, -, \lambda) dt. \quad (5.1)$$

Należy spodziewać się występowania takich warunków dla przeważającej części strefy eufotycznej, tj. poniżej głębokości z_d , która w przybliżeniu powinna pokrywać się z głębokością maksimum na profilach pionowych $P(z)$ zilustrowanych ryc. 5.3.

Fotosynteza może w pewnych granicach nie zależeć bezpośrednio od fluktuacji oświetlenia, gdy jego oscylujący poziom w każdej chwili t spełnia warunek $E(z, -, t) > E_k$, co powinno mieć często miejsce w kilku do kilkunastometrowej warstwie powierzchniowej. Tutaj jednak warunek $E(z, -) > E_k$ nie jest łatwy do określenia, choćby tylko ze względu na silną zależność widma oświetlenia od głębokości. Tak więc i w tym wypadku przynajmniej pośredni wpływ fluktuacji oświetlenia, szczególnie w wyniku ogniskowania promieni przez fale, może być znaczny.

Sytuacja komplikuje się jeszcze bardziej tam, gdzie poziom oświetlenia oscyluje wokół wartości E_k .

Jeśli dodatkowo uwzględnić możliwość zmian wartości E_k w proce-

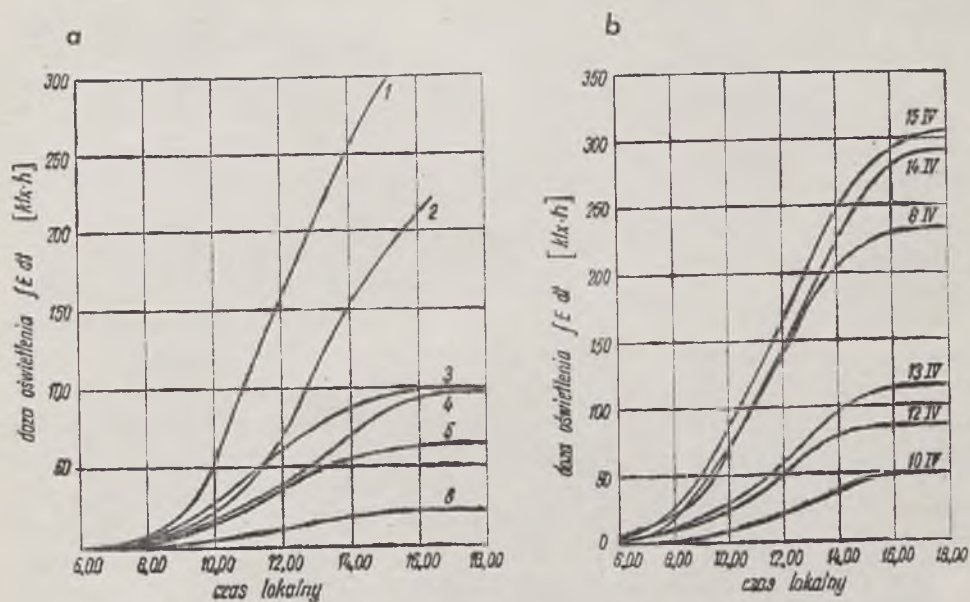
się adaptacji komórek, naturalne zmiany położenia komórek w toni wodnej, a więc i w polu świetlnym, i wreszcie wspomniane wyżej zmiany struktury geometrycznej podwodnego światła, to łatwo dostrzec, że oświetleniowe warunki produkcji pierwotnej w morzu powinna określać nie jedna wielkość optyczna, lecz cały ich zespół. Do najważniejszych spośród nich należy zaliczyć średni poziom oświetlenia i jego

widmo $E(z, -, \lambda)$, całkowitą dozę promieniowania $\int_0^t E dt$ w określonym czasie oraz przebieg fluktuacji czasowych $\Delta E(z, -) / \bar{E}(z, -)$. Poziom oświetlenia w toni wodnej zmienia się jednak znacznie, podobnie jak znaczne są zmiany oświetlenia warstwy powierzchniowej zilustrowane ryc. 4.1. Z tego też względu chwilowy pionowy rozkład bezwzględnych wartości oświetlenia, w odróżnieniu od funkcji osłabiania oświetlenia, ma raczej znaczenie tylko jako przypadek szczególny i praktycznie nie oddaje warunków fotosyntezy w ciągu dnia. Warto jednak wspomnieć, że bezwzględne wartości oświetlenia tuż pod powierzchnią wody w słoneczne dni w lecie sięgają rzędu $10^4 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ na 1 nm długości fali w przedziale widzialnym (Kampa 1961). Bliższym określeniem warunków fotosyntezy jest powiązanie funkcji osłabiania oświetlenia z dziennym przebiegiem oświetlenia wnikającego pod powierzchnię wody, a wobec silnych fluktuacji tego ostatniego również z całkowitą dozą promieniowania w ciągu dnia.

Pomiary tych wielkości w przeciętnych warunkach atmosferycznych nie należą do prostych, toteż poświęcono im wiele uwagi i opracowano metodę automatycznego całkowania promieniowania w dowolnym przedziale λ pod sfalowaną powierzchnią morza (Dera i wsp. 1967). Dzięki automatycznemu całkowaniu niezwykle złożonych oscylacji naturalnego oświetlenia stwierdzono między innymi, że dzienne dozy promieniowania zasilającego produkcję pierwotną w morzu, porównane dla różnych dni, w pewnych wypadkach ulegają silnym zmianom, w innych natomiast mogą się cechować bardzo zbliżonymi wartościami przy skrajnie różnych warunkach oświetleniowych z punktu widzenia fluktuacji i przestrzennego rozkładu promieniowania (Dera i Olszewski 1967). Zannotowane przyrosty dozy oświetlenia powierzchni morza (pd. Bałtyk), ilustrujące typowe przebiegi tego zjawiska w różnych porach roku, a także zmiany występujące często z dnia na dzień, przedstawia ryc. 5.4.

W świetle powyższych wyników pomiarów i rozważań łatwo dojść do wniosku, że sprecyzowanie oświetleniowych warunków naturalnego procesu fotosyntezy w morzu stanowi otwarty problem.

Zauważmy na zakończenie, że również zmiany optycznych parametrów wód akwenu, wywołane najczęściej technologią przemysłową w re-



Ryc. 5.4. Przyrosty dozy oświetlenia powierzchni morza w ciągu dnia
 T — czas lokalny, $\int E dt$ — doza oświetleniowa liczona (automatycznie) od wschodu słońca w kiloluksogodzinach. *a* — w różnych porach roku (krzywe: 1 — 8.VIII, 2 — 6.VIII, 3 — 21.X, 4 — 7.X, 5 — 6.X, 6 — 23.XII.1966 r.) (Dera 1967). *b* — z dnia na dzień w miesiącu kwietniu (Dera i Olszewski 1967)

Fig. 5.4. The increase of irradiation on the sea surface during day-time
 T — local time, $\int E dt$ — amount of irradiation calculated (automatically) from sunrise in kiloluxhours. *a* — in different seasons (curves: 1 — 8.VIII., 2 — 6.VIII., 3 — 21.X., 4 — 7.X., 5 — 6.X., 6 — 23.XII.1966) (Dera 1967). *b* — day to day in April (Dera and Olszewski 1967)

jonie stref brzegowych, mogą spowodować znaczne ograniczenie zasięgu strefy eufotycznej. Pociąga to za sobą sztuczne przesunięcie równowagi biologicznej, wzmożenie procesów gnilnych i niejednokrotnie katastrofalne zmiany charakteru akwenu.

6. UWAGI I WNIOSKI KOŃCOWE

Złożoność zespołu zjawisk powiązanych z oświetleniem w morzu, a także założenia i cel obecnej pracy wymagały zbudowania jej zasadniczej treści z wniosków opracowanych na podstawie wielu prac badawczych z fizyki morza i dziedzin pokrewnych. Wnioski te zostały w tekście zilustrowane opisanymi przykładami wyników badań, charakteryzującymi typowe przebiegi omawianych zjawisk. W tej sytuacji wydaje się celowe wymienić jedynie ważniejsze wnioski ogólne, które stanowiłyby pewnego rodzaju podsumowanie pracy, uwypuklające po-

wiązanie niniejszych zjawisk z warunkami fotosyntezy w morzu. Tak rozumiane wnioski końcowe można by sformułować następująco:

1. Maksymalny zasięg strefy świetlnej w morzu, w sensie zdefiniowanym na wstępie rozdziału 2, ograniczony jest zasadniczo do głębokości około 180 m — głównie na skutek molekularnych procesów absorpcji i rozpraszania światła w czystej wodzie.

2. Silne zróżnicowanie poszczególnych obszarów mórz pod względem optycznym, wyrażające się między innymi zróżnicowaniem grubości strefy świetlnej w zakresie od około 10 m do 180 m, spowodowane jest zawartością w wodzie morskiej śladowych ilości pewnych grup związków organicznych oraz zawiesin.

3. Koncentracja składników, które ograniczają przenikanie światła w głąb morza, zależy przede wszystkim od produkcji biologicznej. Pierwszym ogniwem tej produkcji jest fotosynteza materii organicznej, lecz z drugiej strony źródłem energii dla fotosyntezy jest oświetlenie podwodne. W rezultacie ustala się naturalna równowaga między procesem biologicznej produkcji składników ograniczających dopływ światła w głąb morza a zasięgiem niezbędnego dla tej produkcji poziomu oświetlenia. Przesuwanie tej równowagi może następować na skutek zmian innych parametrów stanu ośrodka.

4. Wzrost koncentracji związków organicznych i zawiesin w wodzie nie tylko ogranicza globalną ilość energii świetlnej, lecz powoduje także szereg istotnych zmian parametrów podwodnego pola świetlnego. Na pierwszym miejscu wśród nich należy wymienić modyfikację widma oświetlenia. Wzrost koncentracji wspomnianych domieszek w wodzie coraz bardziej odcina krótkofalową część widma oświetlenia, przesuwając maksimum jego transmisji z pasma fal 425 nm w czystej wodzie do pasma 580 nm w wodzie silnie zanieczyszczonej.

5. Złożone rozkłady poziomu i widma oświetlenia w morzu mają istotny wpływ na zróżnicowanie składu pigmentów fotoaktywnych w komórkach planktonu.

6. W badaniach oddziaływania światła z biosferą podwodną godne uwagi jest promieniowanie ultrafioletowe w strefie eufotycznej. W czystych wodach, tj. typu I i II według optycznej klasyfikacji, zasięg bliskiego ultrafioletu w głąb morza jest większy od zasięgu całej strefy eufotycznej w morzach szelfowych i wodach przybrzeżnych. W przedziale fal 350 ÷ 400 nm oświetlenie powierzchniowe może ulec osłabieniu w tych wodach do wartości 1% dopiero na głębokościach 30 ÷ 100 m. Zasięg ten jest zatem o rząd wielkości większy od zasięgu fal odpowiadających pasmu absorpcji chlorofilu w czerwieni. W wodach typu III transmisja oświetlenia w obu tych pasmach jest porównywalna, a zasięg izofoty $E(z, -) / E(0, -) = 1\%$ dochodzi zaledwie do głębokości kilku-

nastu metrów. W wodach przybrzeżnych zasięg bliskiego ultrafioletu (w powyższym rozumieniu) wynosi średnio 3 m, jakkolwiek w wodach silnie zmętnionych może spadać nawet do 1 m i mniej.

7. Oprócz przestrzennego rozkładu i widma oświetlenia istotnym parametrem pola świetlnego w morzu jest stosunek energii strumienia bezpośrednich promieni słonecznych do energii strumienia światła rozproszonego. Ze względu na ten parametr strefę eufotyczną można by podzielić na dwie warstwy, tj. warstwę górną, w której dominują na przemian bezpośrednio promienie słoneczne lub światło dyfuzyjne, oraz warstwę dolną, w której światło jest zawsze dyfuzyjne. Warstwy te można by nazwać odpowiednio: *słoneczną* i *dyfuzyjną*. Stosunek grubości tych warstw wynika głównie z różnicy współczynnika osłabiania wiązki promieni $c(\lambda)$ i współczynnika osłabiania oświetlenia odgórnego $K_d(\lambda)$, przy czym między tymi współczynnikami nie ma określonej współzależności. Dla umownego sprecyzowania tych grubości należałoby przyjmować wartości c i K_d w przedziale maksimum widma $c(\lambda)$.

8. W wyżej zdefiniowanej górnej warstwie (słonecznej) strefy eufotycznej silnym zmianom w czasie ulega kątowy rozkład strumienia energii promienistej, a także stopień polaryzacji światła.

9. Pole świetlne w obu warstwach strefy eufotycznej charakteryzuje się silnymi fluktuacjami oświetlenia w ciągu dnia, spowodowanymi głównie ruchem chmur i falowaniem powierzchni morza.

10. Pionowy rozkład amplitudy fluktuacji wywołanych ogniskowaniem promieni słonecznych przez fale ma charakterystyczne maksimum w górnej warstwie strefy eufotycznej na głębokości odpowiadającej wartości $K(z, -)z \approx 0,2$. Położenie tego maksimum praktycznie nie zależy od rozmiarów fal powierzchniowych i wynika raczej z oddziaływania składowych krótkookresowych widma fal oraz zależy silnie od właściwości absorpcyjno-rozpraszających ośrodka. Wartości amplitudy fluktuacji są tego samego rzędu co średni poziom oświetlenia.

11. Widmo energii fluktuacji oświetlenia wywoływanych falowaniem powierzchni morza leży w szerokim przedziale częstotliwości, lecz obszar silnych oscylacji rozciąga się głównie od 0 do około 6 cykli na sekundę. Widmo to jest znacznie przesunięte w stronę wyższych częstotliwości w stosunku do widma falowania powierzchni morza. W miarę wzrostu głębokości częstotliwość maksymalnych fluktuacji maleje.

12. Wpływ fal na fluktuacje oświetlenia w dolnej (dyfuzyjnej) warstwie strefy eufotycznej jest znikomy ($\Delta E/\bar{E}$ rzędu 10%).

13. Aktualnie panujące warunki oświetleniowe w strefie eufotycznej można by podzielić na *słoneczne*, *dyfuzyjne* i *mieszane*. Widma fluktuacji oświetlenia w tych trzech sytuacjach są skrajnie różne, mimo że całkowite dozy promieniowania, podtrzymującego fotosyntezę w określonym

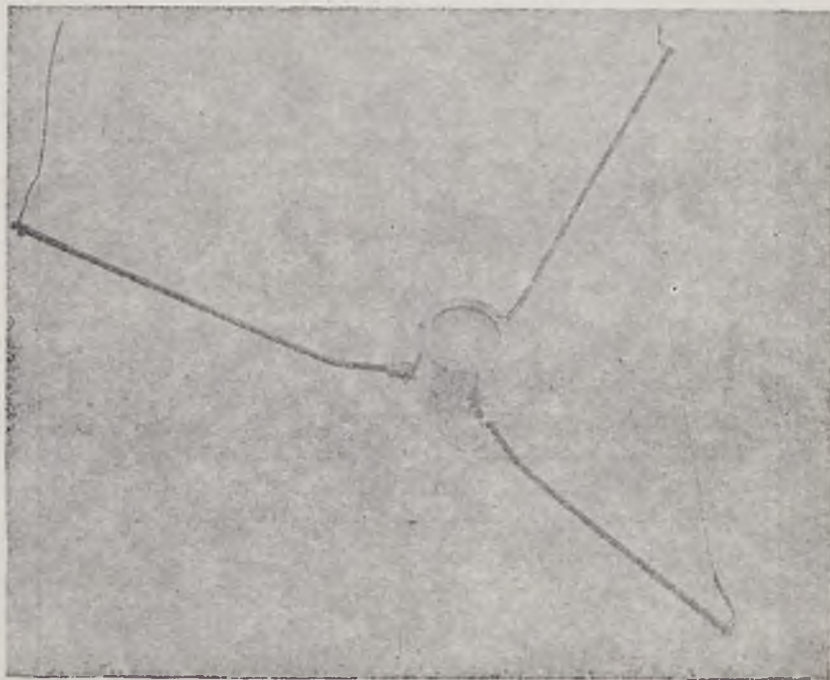
czasie, mogą być równe lub zbliżone. Średni poziom oświetlenia i amplituda jego fluktuacji w tych trzech wypadkach pozostają w różnej relacji do oświetlenia nasycenia procesu fotosyntezy E_k .

14. Zmiany barwy morza w świetle słonecznym od fioletowej do żółtawej, poza rejonami dopływów, są na ogół wyrazem wzrostu produkcji biologicznej w strefie eufotycznej. Ilościowym ujęciem tych zmian może być widmo funkcji $R(z, -) = f(\lambda)$ tuż pod powierzchnią morza.

Przedstawione wnioski, uwypuklające celowo biologiczne aspekty badanych zjawisk optycznych, wynikają głównie z pomiarów fizycznych opartych na definicjach operacyjnych zestawionych w rozdziale 1. Pomiaru te wymagają stosowania odpowiedniej techniki (omawianej w rozdziale 3 i w uzupełnieniu), która zapewnia poprawność wykorzystania tych definicji.

UZUPEŁNIENIE — KRÓTKI OPIS APARATURY SKONSTRUOWANEJ I STOSOWANEJ W BADANIACH AUTORA

Podstawowe urządzenia pomiarowe wykorzystywane w pomiarach in situ podczas rejsów badawczych są w głównej mierze urządzeniami prototypowymi,



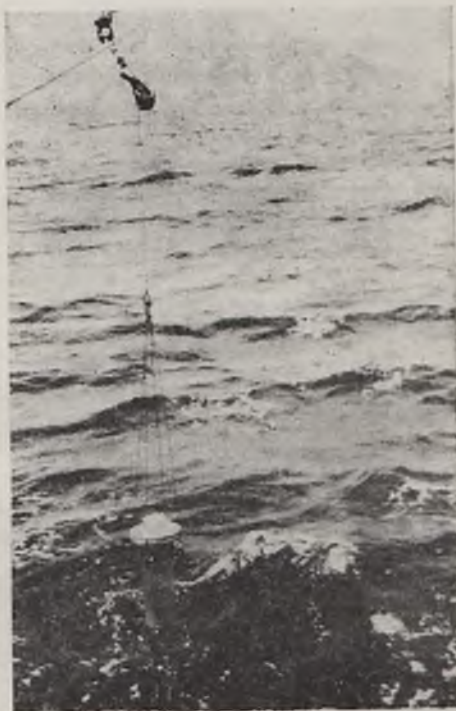
Ryc. U. 1. Mierniki oświetlenia w morzu (Dera 1967)
Fig. U.1. The underwater irradiance meter (Dera 1967)

skonstruowanymi przez autora z udziałem współpracowników. Najprostszy z nich jest miernik oświetlenia w morzu w określonym wybranym przedziale długości fal (ryc. U. 1.). Fotodetekтором w tym urządzeniu jest fotoogniwo selenowe, a płytka z mlecznego szkła organicznego stanowi kolektor Lamberta ustawiony w myśl zasad omówionych w rozdziale 3. Sposób zawieszenia sondy na linie gwarantuje łatwy i szybki obrót miernika w położenie odpowiednie do pomiarów oświetlenia odgórnego lub oddolnego. Sonda połączona jest za pośrednictwem kabla z rejestratorem o czułości rzędu 1 mV na skalę, pracującym na pokładzie statku. Mały opór w obwodzie zewnętrznym fotoogniwa ($50 \div 100 \Omega$) zapewnia liniowość zależności fotoprądu od oświetlenia. Urządzenie to pozwala rejestrować rozkłady i fluktuacje oświetlenia odgórnego praktycznie do dna strefy eufotycznej. Używane jest także do pomiarów oświetlenia oddolnego i funkcji odbicia w górnej warstwie strefy eufotycznej.

Do tych samych celów w pracach autora wykorzystywano też sondę typu C-1a nieco mniej czułą, lecz wyposażoną w dwa podobne detektory (odgórny i oddolny), skonstruowaną przez przodującą w tej dziedzinie firmę Marine Advisers Inc. (USA). W pracowni autora znajduje się obecnie na ukończeniu budowa podobnej, ale bardziej czulej sondy dwudetektorowej.

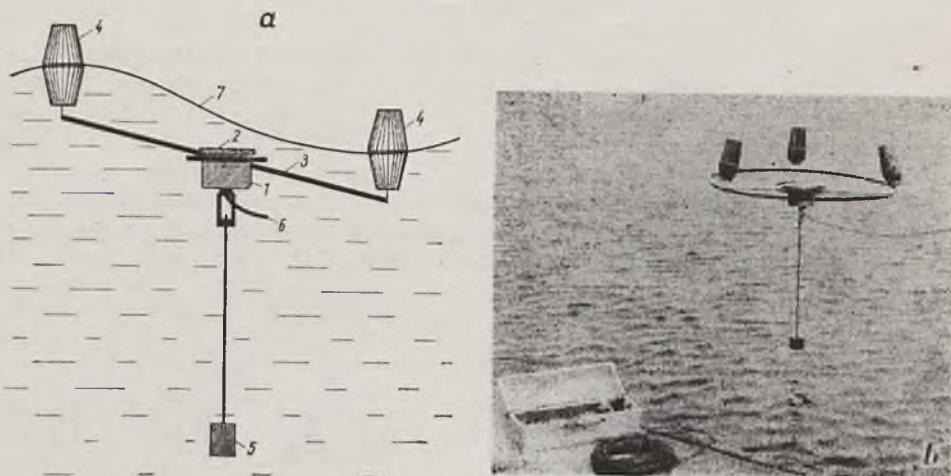
Drugim urządzeniem, skonstruowanym zarówno do pomiarów oświetleń in situ, jak i do radiacji oraz rozkładów widmowych tych wielkości, jest precyzyjny fotometr morski z detektorem zbudowanym na fotopowielaczu (ryc. U.2). Zasadnicze jego elementy stanowią: pojemnik wodoszczelny z okienkiem optycznym i wyprowadzeniem kabla, układ optyczny złożony z systemem przesłoni i kondensora zapewniających wysoki stopień kolimacji (rozbieżność odbieranych promieni $< 0,5^\circ$), fotopowielacz (RCA) i miniaturowy zasilaacz wysokiego napięcia transformujący niskie napięcie stałe, regulowane z pokładu statku za pośrednictwem kabla ($4 \div 15$ V napięcia stałego przesyłane kablem ze statku do sondy daje na dzielniku napięć w sondzie odpowiednio 400 do 1500 V, 0,5 mA). Po zewnętrznej stronie okienka sondy wejście optyczne przystosowane jest do łatwej wymiany filtrów optycznych oraz do zamocowania kolektora Lamberta przy pomiarach oświetleń. Sonda współpracuje z rejestratorem o czułości 1 mV na skalę (do 100 V w szeregu podzakresów) typu 7100 B firmy Hewlett Packard.

Wobec fluktuacji podwodnego pola świetlnego do pomiarów dozy oświetlenia, jak i wyznaczania jego dokładnych wartości średnich zbudowano oryginalny integrator przystosowany do pracy na sfalowanej powierzchni morza (ryc. U.3).



Ryc. U.2. Miernik oświetlenia i radiacji w morzu (Gordon i Dera 1968)

Fig. U.2. The underwater radiance and irradiance meter (Gordon and Dera 1968)



Ryc. U.3. Morski integrator oświetlenia (Dera, Olszewski i Łęgowski 1967)

a — sposób zawieszenia, 1 — korpus sondy, 2 — kolektor Lamberta, 3 — zawieszenie przegubowe, 4 — pływakі nośne, 5 — stabilizator, 6 — kabel łączący sondę z odbiornikiem, 7 — poziom inorza. b — widok ogólny

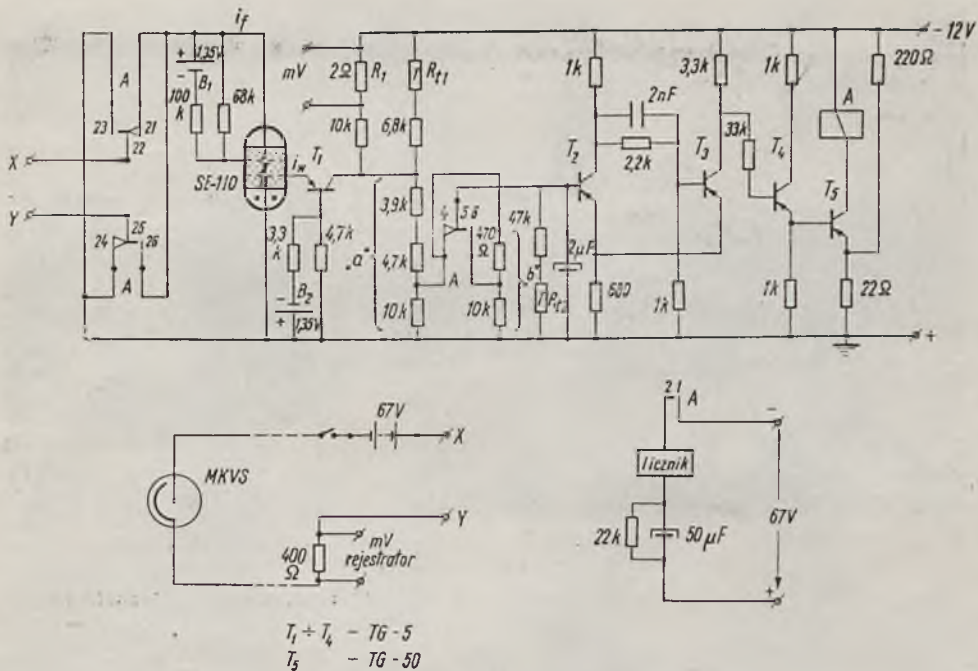
Fig. U.3. The irradiance integrator, free-working on the sea surface (Dera, Olszewski Łęgowski 1967)

a — method of suspension; 1 — the body of the probe, 2 — cosine collector, 3 — Hooke's coupling, 4 — supporting floats, 5 — stabilizer, 6 — cable connecting the probe with the receiver, 7 — sea surface. b — general view of the integrator

Sonda integratora zawieszona jest swobodnie na powierzchni morza na pływakach, a kolektor oświetlenia utrzymywany przy tym niezależnie od falowania w położeniu poziomym na stałej głębokości tuż pod powierzchnią wody (ryc. U.3a). W schemacie elektronicznym integratora (ryc. U.4) można wyróżnić fotodetektor w postaci precyzyjnej fotokomórki typu MKVS (Zeiss), elektrochemiczny element całkujący typu Solion (SE-110), przerzutnik Schmidta, wzmacniacz z termostabilizacją i licznik cyfrowy na wyjściu. Liczba impulsów N zarejestrowanych na wyjściu układów jest proporcjonalna do dozy oświetlenia $[N \propto \int_0^t E(z, -, t) dt]$, której pomiar innym sposobem byłby bardzo utrudniony ze względu na silne i złożone fluktuacje naturalnego oświetlenia pod wodą.

Najnowszym oryginalnym rozwiązaniem układu do pomiarów współczynnika osłabiania $c(z)$ jest miernik oparty na metodzie czarnej tarczy (Black Screen Attenuance Meter — Gordon, Dera i Ivanoff 1969). Zasadę pomiarów tą metodą opisano w rozdziale 3. Główną jej zaletą jest możliwość bezwzględnych, precyzyjnych pomiarów współczynnika osłabiania wiązki promieni $c(z)$ w naturalnym polu świetlnym in situ, tj. z pominięciem uciążliwych i niezbyt dokładnych pomiarów transmisji sztucznie wytwarzanej wiązki światła.

Pierwotna wersja tego urządzenia (ryc. U.5) składa się zasadniczo z czułego miernika radiacji (z fotopowielaczem) połączonego z odpowiednią, poziomo zawieszoną konstrukcją, na której w odległości r od miernika radiacji znajduje się tarcza obrotowa. Część tarczy ma wnękę imitującą ciało doskonale czarne, część zaś otwiera około 3 razy na minutę pole widzenia miernika radiacji poziomo w przestrzeń. Rejestrowane na przemian wartości radiacji przy otwartym i zamkniętym czarną tarczą polu widzenia pozwalają łatwo obliczyć bezwzględne



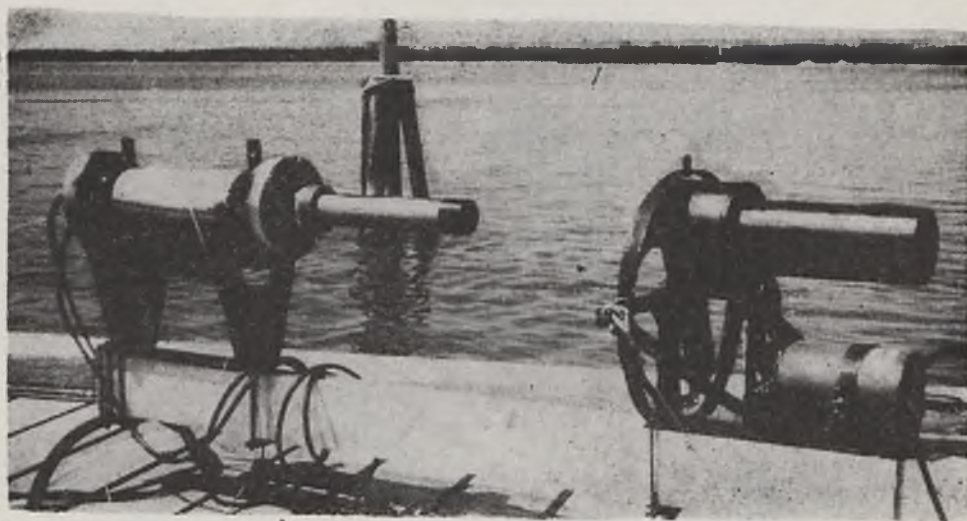
Ryc. U.4. Schemat ideowy części elektronicznej morskiego integratora oświetlenia. SE-110 — elektrochemiczny element całkujący typu Solion (Dera, Olszewski i Łęgowski 1967)

Fig. U.4. Schematic of the irradiance integrator circuit diagram.

SE-110 — a solion type electrochemical integrating cell (Dera, Olszewski and Łęgowski 1967)

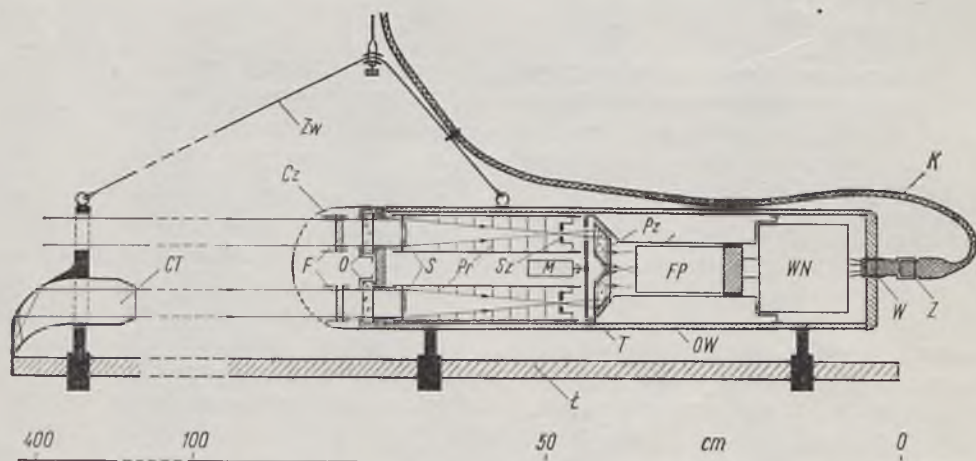
wartości $c(z)$ (p. str. 31). Odległość tarczy od miernika radiacji regulowana jest w zakresie od 0,5 m w mętnych wodach przybrzeżnych do 4 m w wodach oceanicznych. Próbné pomiary przeprowadzone na pełnym morzu (Karaibskim) z pokładu statku badawczego „Discoverer 02” wykazały pewne trudności operowania na sfalowanym morzu tak pomyślaną konstrukcją i doprowadziły autora do opracowania znacznie zmodyfikowanego rozwiązania konstrukcyjnego (ryc. U.6), znajdującego się obecnie w stadium prób w pracowni autora. Zasadnicze różnice między pierwszą i drugą wersją miernika polegają na zastosowaniu w drugiej wersji dwustrumieniowej optyki i wyeliminowaniu ruchomych części w wodzie, których praca jest zwykle utrudniona przy dynamicznym nacisku mas wodnych podczas pomiarów na sfalowanym morzu. Takie rozwiązanie pozwala również na wyeliminowanie kłopotliwej konstrukcji podwodnego napędu tarczy i uproszczenie połączeń kablowych sondy z pokładem statku.

Bardziej szczegółowy opis omówionych urządzeń pomiarowych można znaleźć w cytowanych pracach autora i współpracowników, ogólny zaś zarys metod badawczych stosowanych w optyce morza, z opisem niektórych ciekawych urządzeń pomiarowych skonstruowanych przez innych autorów, zawarty jest w drugiej części cyklu wybranych zagadnień fizyki morza, publikowanego przez autora i współpracowników w „Postęпах Fizyki”. W pozostałych częściach tego cyklu można też znaleźć omówienie wielu innych aspektów optyki morza (p. część I Dera i Kalinowski 1966, część II Kalinowski i Dera 1968, część III Dera i Olszewski 1969).



Ryc. U.5. Prototypowy miernik współczynnika osłabiania $c(z)$ in situ metodą czarnej tarczy (Gordon, Dera i Ivanoff 1969)

Fig. U.5. Black screen attenuation meter — prototype (Gordon, Dera and Ivanoff 1969)



Ryc. U.6. Schemat miernika współczynnika osłabiania $c(z)$ in situ metodą czarnej tarczy
 CT — czarna tarcza, F — filtry, O — okienka optyczne wodoszczelne, S — soczewki, Pr — przesłony, Sz — szczeliny cylindryczne, M — motor, T — tarcza obrotowa przesłaniająca na przemian wejścia optyczne, Pz — pryzmaty kierujące promienie na detektor, FP — fotopowielacz, WN — zasilacz wysokiego napięcia, W — wyjście wodoszczelne dla kabla, Z — złącze podwodne kabla, K — kabel, Zw — zawieszenie, Cz — czasza osłonna, OW — osłona, Ł — ława (Dera)

Fig. U.6. Diagram of the black screen attenuation meter proposed by Dera
 CT — black screen, F — filters, O — watertight optical windows, S — lens, Pr — aperture stop, Sz — cylindrical aperture, M — motor, T — rotating blind (covering optical paths alternately), Pz — prisms directing the rays on the detector, FP — photomultiplier tube, WN — high voltage power supply, W — watertight opening for the cable, Z — cable connector, K — cable, Zw — suspension, Cz — protective cover, OW — waterproof housing, Ł — bench

J. DERA

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

IRRADIANCE IN THE EUPHOTIC ZONE OF THE SEA

Summary

This paper is on the subject of the nature of underwater irradiances as an ecological factor, mainly as a parameter of photosynthesis, in the sea. This is a monographic description containing, among other things, many results of experiments carried out by the author.

The basic subject of the paper is contained in five chapters under the following headings:

1. Operational definitions of the optical properties of the sea (p. 11).
2. The components in sea water, which modify the underwater light field (p. 18).
3. Attenuation of light penetrated into the sea (p. 27).
4. Fluctuations of underwater irradiance (p. 54).
5. The influence of irradiance on the primary production of organic matter in the sea (p. 69).

Apart from these, Chapter 6 contains final conclusions indicating the biological aspects of the optical phenomena discussed. The last part forms a supplement comprising a short description and illustrations of some measuring instruments used by the author in his work.

The individual chapters can be summarized as follows:

1

In modern sea optics we use a uniform system of mutually related functions describing optical properties of the sea. These were mainly worked out by Preisendorfer (1961). The system of these functions (fig. 1.1) may be divided into 3 groups: 1) the main photometric quantities — radiance L , scalar irradiance E_0 and irradiance E , defined respectively by equations (1.1), (1.2) and (1.3); 2) inherent optical properties of the sea — beam attenuation coefficient c , scattering function β , absorption coefficient a , and the total scattering coefficient b . These are defined respectively by equations (1.5) ÷ (1.12) on the basis of equation of transfer (1.4), where L^* is the path function and r a distance; 3) apparent optical properties — reflectance function R , diffuse attenuation function for radiance $K(z, \xi)$, distribution function for flux $D(z, \pm)$ diffuse attenuation function for irradiance $K(z, \pm)$ and diffuse attenuation function for scalar irradiance $k(z, \pm)$, defined respectively by equations (1.13) ÷ (1.18). The index (—) always denotes that the function is for downwelling flux and index (+) that it is for upwelling flux; z — means depth in the sea; ξ is the unit vector denoting the direction; \vec{r}_p is a vector denoting position in a medium. Symbols b_f and b_b mean respectively, the forward and backward scattering coefficient.

The remaining functions, defined by equations from 1.19 to 1.25, form a sub-group of the apparent optical properties and are called hybrid optical properties of the sea (Preisendorfer 1961).

Of the optical functions given in Chapter one, some are used further in this paper, to describe phenomena defining optical conditions of life in the sea.

2

The limiting of the euphotic zone in the sea, is mainly due to optical properties of water. Considerable variations in the thickness of this zone in various sea regions, are observed, these being the result of the interaction of light and suspensions and certain groups of dissolved organic substances in sea water. Only traces of these components occur as compared with the concentration of sea salt in the water, but different from salt, they have a strong influence on the modification of underwater light. This is the cause of the variations of the thickness of euphotic zone of from about 10 to max. $160 \div 180$ m.

In the suspended matter in sea water, we can distinguish a group of organic suspensions which mainly includes organic detritus, bacteria and fungi, also a group of inorganic suspensions comprising the products of rock erosion, river mud and atmospheric dust. Large aggregates of particles form a separate sub-group.

The considerable progress made in the field of research on size distribution of particles in the sea, results from the adopting of the Coulter Counter (see Berg 1958, 1965, Shaldon and Parsons 1968). According to Bader (1968), in a first approximation, the size distribution function of particles can be expressed by equation (2.1) (see fig. 2.1.), where N — number of particles larger than a given size (volume or diameter) in a sample of water, V — volume of particle and m — a positive constant.

The regional distribution of the concentration of organic and inorganic particles in the sea is given in table 2.2 (see Parsons 1963) and the vertical distribution of the concentration C is given by equation (2.2), which for phytoplankton particles, assuming a constant falling speed v and a constant eddy diffusion coefficient A , is reduced to the expression (2.3) (where γ is the coefficient of the rate of production — see Riley and others 1949, Jerlov 1959).

The expression (2.4) describes the conditions for the occurring of maximum concentration of particles at certain depths z .

The dissolved organic substances modifying the distribution of the underwater light field, comprise, in the main, dissolved so-called yellow substances (e.g. melanoids) and humus substances which usually occur as colloids (see Kalle 1961, 1966). This is a mixture of sea organism metabolic products of a complicated chemical structure. Their main characteristic is strong absorption of short waves of visible light due to the presence of double bond systems.

3

For the biosphere, the important resultant effect of the interaction of the suspensions and organic matter with light in the sea, is the attenuation of direct sun rays in the upper layer of the euphotic zone and diffuse attenuation of irradiance in the whole body of the water.

This attenuation may be described respectively by means of the beam attenuation coefficient $c(z, \lambda)$ and the diffuse attenuation function of irradiance $K(z, \pm, \lambda)$. Correct measuring of these two functions thus appears to be of special importance, and therefore, the first part of Chapter 3 is given over to this. Special attention when defining $c(\lambda)$ by measuring the beam transmittance (see fig. 3.1.a,b) should be paid to the possibility of considerable errors being made due to strong forward scattering of light at small angles.

If the photodetector receives light from a solid angle $\Delta\omega$ corresponding to scattering angle Θ , then the beam attenuation coefficient calculated by equation (3.6). c^* is smaller than the true coefficient c of the value of the integral in equation (3.7). The errors caused by this effect may be considerable, as it results from the shape of scattering function β in sea water that, for instance, 25% of the total scattered light is scattered forward in an angle $\Theta' = 5^\circ$ (see Spilhaus and others 1966).

A method of measuring coefficient $c(z, \lambda)$ in situ, by means of the so-called "black screen attenuation meter" has been developed (Gordon and others 1969). This is described on p.p. 30 ÷ 32 (see fig. 3.1c, U.5 and U.6).

The $K(z, \pm)$ -function is usually determined by means of measurement of the vertical distribution of irradiance. It is most convenient to do this by using an irradiance meter with cosine collector (see fig. 3.1d, U.1 and U.2).

The typical beam transmittance spectra for natural waters are shown in fig. 3.2. The different position of curves on the scale in this figure, results in the main, from the differences in concentration of suspensions, which scatter the visible light practically non-selectively. The increase of the curve slope in the shortwave band of the spectrum, indicates the increase in concentration of organic matter in the water.

Figure 3.3 is the result of an experiment illustrating the insignificant selectivity of the attenuation of visible light by the suspended matter alone (curve b). Table 3.1 illustrates the approximate values of coefficient c for green light in various sea regions. Finally, fig. 3.4 illustrates the ultraviolet spectra of absorption coefficient for river (Vistula) water (curve 1) and Baltic sea water (curve 2, 3 and 4).

Equations (3.15) and (3.16) are the general expressions for attenuation of irradiance (Preisendorfer 1961), and equations (3.17) and (3.18) express the net inward flow of radiant power dP to any element of volume dV in any horizontal lamina of thickness dz at depth z (Duntley 1963). Because the reflectance function for downwelling flux $R(z, -)$ (upward reflectance) is in most cases, very small (with the exception of very clean deep water, as shown in the results of the author's measurements in table 3.2), equation (3.18) may be reduced in the first approximation, to (3.19), where we can see the importance of $K(z, -)$ -function for determination of the net inward flow of radiant power dP directly. This K -function can be described by equation (3.20), which helps in understanding the influence of absorption and scattering on the spectrum of underwater light.

A significant illustration of the diffuse attenuation function of irradiance spectrum in natural waters, is fig. 3.5. The consecutive curves in this figure characterize different waters, from the cleanest natural water (curve 1), through average ocean waters (curve 2) to shelf and coasted waters (curves 3, 4 and 5). It is worth noticing the gradual narrowing of the spectrum from the shortwave side, as the concentrations of suspensions and organic matter in the water increase.

Figures 3.6a,b, illustrate the distribution of irradiance and its transmittance

spectra in different types of ocean waters I ÷ III and coastal water 1 ÷ 9, according to Jerlov's classification (1964). Regional distribution of various types of waters in the ocean, is given in figure 3.6c. Finally (for comparison), the results of direct measurements of vertical distribution of irradiance relative values (for 530 nm band) in different waters, is given in fig. 3.7. These results illustrate, in some way, the differentiations of the range of euphotic zones in the sea, which for two completely different cases are illustrated in vertical section by means of relative values of isophots, expressed in percentages (fig. 3.8a — Bay of Gdańsk, fig. 3.8b — Straits of Florida).

The position of the sun in the sky, has a certain influence on the attenuation of irradiance, which illustrates in some way, the results of measurements carried out at one point at various times of the day in the Caribbean Sea (fig. 3.9 — see Jerlov 1968). This influence results, in the main, from the changes in the angular distribution of radiance under water, depending upon the position of the sun. This angular distribution of radiance, becomes symmetrical in relation to the vertical and independent of external lighting conditions, at certain depths only (fig. 3.10). The light field below this depth, is completely diffused and is called an asymptotic light field. The specific properties of the asymptotic light field are described by equations (3.21) ÷ (3.23) (see Preisendorfer 1961).

If the sky is overcast, the diffuse light field occurs in the whole body of water, which changes the conditions of radiation in the upper layer of the euphotic zone fundamentally.

Variations in the distribution of radiance also cause variation in polarization of underwater light (see Ivanoff and Waterman 1958, Timofeewa 1962, 1966 and Kajgorodow 1967).

4

Underwater irradiance is characterized by large, rapid, temporal fluctuations (fig. 4.1). These fluctuations are caused by some optical phenomena taking place in the atmosphere and on the waving surface of the sea. Of these phenomena, the obstructing of the direct rays of the sun by moving clouds and the focusing of the sun rays by waves, have the strongest influence on the fluctuations (fig. 4.2). This last effect takes place only in the upper layer of the euphotic zone, but it is very strong and creates very specific radiation conditions for the biosphere in this layer. For a simple one-dimensional wave surface with a wave from given by equation (4.4) the focal plane f may be expressed in first approximation by equation (4.8), where Λ is the length of the wave and y_0 the amplitude. In nature, this phenomenon is more complicated owing to the complex surface wave spectrum and the attenuation of direct sun rays in water (see Snyder and Dera 1970). Characteristic maximum fluctuation amplitude is observed at certain depths, as the result of focusing of sun rays. The typical depth variation of fractional fluctuations in downwelling irradiance for several conditions of water clarity is shown in fig. 4.3. It has been proved that the vertical distribution of fluctuation amplitude caused by focusing of rays by waves, depends more on the optical properties of a medium than on the spectrum of surface waves. This is illustrated in fig. 4.4, where the relationship between fractional fluctuations in downwelling irradiance and the "apparent optical depth" $K(z, -)z$, is plotted for different waters and under different hydrometeorological conditions. As can be seen, in all cases, the results are similar independent on wave conditions.

Figure 4.5 illustrates the comparison of the distribution of fluctuation of downwelling and upwelling irradiance.

The power spectra of the irradiance fluctuations are fairly complex and depend both on the spectrum of surface waves and depth. Examples of such spectra are given in fig. 4.6 (upper graph) and compared with power spectrum of surface waves drawn in the same frequency scale (lower graph) — see Snyder and Dera 1970. Worth noting here are: a) the considerable width of the power spectrum of irradiance fluctuations compared to power spectrum of surface waves; b) the concentration of irradiance fluctuation energy mainly in a range of frequency of from 0 to 6 c/s; c) a significant shift of the maximum of irradiance fluctuation power spectrum in relation to the maximum of surface waves power spectrum; d) shifting of the maximum of irradiance fluctuation power spectrum towards the lower frequency with the increase in depth.

Fluctuations of irradiance caused by the surface waves in case of lack of direct sun rays, are smaller and there is no maximum below the surface (see Dera and Olszewski 1967).

5

The general relationship between the rate of photosynthesis of marine phytoplankton and irradiance is given in fig. 5.1, where graph A illustrates the theoretic course of this relationship and graphs B and C the courses for natural population of phytoplankton (see Yentsch and Lee 1966; Steemann Nielsen and Hansen 1959). It is easy to distinguish the region of light reactions R_l , where the photosynthesis is proportional to the irradiance and the region of dark reactions R_d , where the process of photosynthesis occurs under conditions of saturation of light and is limited by other reactions not directly dependent on light.

Both irradiance value E_k and P_{max} are differentiated in various waters and may undergo changes in time. Special changes in these values can be observed under the influence of irradiance changes, this being called "adaptation" of plankton to different light intensities. The values of E_k and P_{max} for natural plankton populations in various seas and at various depths are given in table 5.1. The adaptation of plankton to different light intensities is connected with changes in the composition of pigments and enzymes in the cells. These changes are observed both during the day and in the different seasons. The decrease in irradiance also causes an increase in ratio between the amount of pheophytin and pigments in the cells, which is illustrated in fig. 5.2.

The vertical distribution of the rate of photosynthesis of organic matter in the sea for different clarity of water, is shown in fig. 5.3. It can be presumed that there is some influence of irradiance fluctuation, particularly focusing of sun rays by surface waves, on the decrease in photosynthesis in the surface layer of the water. The ultra-violet part of the light spectrum, which is most differently attenuated in various waters, may also have a significant influence on this.

Generally speaking, the defining of natural light conditions of photosynthesis in the sea, in view of the characteristics illustrated in fig. 5.1 and the strong, rapid fluctuations of irradiance visible in fig. 4.1, is difficult and remains an open problem. These conditions should be defined by means of several optical parameters, these including the average vertical distribution of irradiance, its fluctuations and the irradiation on the sea surface, } *Edt*. The latter, as shown in fig. 5.4, varies considerably over the year (fig. 5.4a) as well as during daytime (fig.

5.4b). It is also frequently the case that completely different lighting conditions from the point of view of irradiance fluctuations, give similar values of irradiation (see Dera and Olszewski 1967).

6

The final conclusions and remarks emphasizing the biological aspects of the described optical phenomena, can be put down as follows:

1. The maximum range of the euphotic zone in the sea, is basically limited to about 180 m — mainly due to molecular processes of absorption and scattering of light in pure water.

2. Large differences in the various sea regions, expressed, among others, in the differentiating of thickness of euphotic zones (strictly the photic zone in the meaning described in Chapter 2), between from about 10 to 180 m, is due to traces of certain groups of organic compounds and suspensions in sea water.

3. Concentration of components, which limit the penetration of light into the sea, depends primarily upon the biological production. The first link in this production is the photosynthesis of the organic matter, but on the other hand, the source of energy for photosynthesis is underwater irradiance. As a result of this, a natural balance is established between the biological production of components limiting light penetration and the range of irradiance level indispensable for this production. Changes in this balance may occur as the result of changes in other parameters of the medium.

4. The increase in the concentrations of organic matter and suspensions in water, not only limit the total light energy, but also cause several significant changes of parameters of the underwater light field. Mention should first be made of modification of underwater irradiance spectrum. An increase in the concentration of the above-mentioned components in the water, causes cutting off of the shortwave part of the spectrum, shifting its maximum transmittance from the 425 nm band in clean water, to the 580 nm band in strongly polluted water.

5. The complex distributions of the level and spectrum of irradiance in the sea, have a significant influence on the differentiating of the components of the photoactive pigments in the plankton cells.

6. Worth noting in these investigations of interaction between light and underwater biosphere, is the ultra-violet radiation in the euphotic zone. In clean water, i.e. types I and II according to optical classification, the depth range of near ultra-violet is greater than the depth range of the whole euphotic zone in shelf and coastal regions. In the 350–400 nm waveband, the surface irradiance may be attenuated in clean water to the value of 1% only at depths of from about 30 to 100 m. This depth range is thus of one order of magnitude greater than the depth range of light waves corresponding to the absorption band of chlorophyll in the red part of the spectrum. In type III water, the irradiance in both of these bands is comparable and the range of isophots $E(z, -)/E(0, -) = 1\%$ only goes down to a depth of several metres. In coastal waters the depth range of near ultra-violet (in the above meaning), amounts to 3 m on average, although this may drop to 1 m or less in very turbid waters.

7. Apart from the free dimensional distribution and spectrum of irradiance, a significant parameter of the underwater light field, is the ratio of the radiant flux carried by direct sun rays to the diffused radiant flux. In view of this parameter, the euphotic zone may be divided into two layers, i.e. upper layer,

in which the direct sun rays or the diffuse light dominate alternately. These layers can be called respectively the "sunny" and the "diffuse". The ratio of thickness of these two layers results mainly from the difference in the beam attenuation coefficient $c(\lambda)$ and the diffuse attenuation coefficient of downwelling irradiance $K(z, -)$, there being no strictly defined correlation between the two functions. To define these thicknesses, values c and K in band of maximum spectra of $c(\lambda)$, could be accepted.

8. In the above-mentioned upper "sunny" layer of the euphotic zone, the angular distribution of radiant flux and also the degree of polarization of light, undergo strong temporal variation.

9. Light fields in both layers of the euphotic zone, are characterized by strong irradiance fluctuation during daytime, caused in the main, by cloud movement and surface waves.

10. The vertical distribution of fluctuation amplitude caused by the focusing of sun ray by waves, has a significant maximum in the upper layer of the euphotic zone at a depth where $K(z, -)z = 0.2$ approximately. The position of this maximum practically independent of the size of the surface waves results rather from the interaction of the shortwave components of the wave spectrum and is strongly dependent upon the absorption-scattering properties of the medium. The values of fluctuation amplitude are of the same order of magnitude as the mean irradiance.

11. The power spectrum of irradiance fluctuation, caused by the surface waves, is situated in the wide range of frequency, but the range of strong fluctuation occurs mainly between 0 and about 6 c/s. The maximum of this fluctuations power spectrum is shifted towards the higher frequencies in relation to the power spectrum of surface waves. With increasing of depth, the maximum fluctuation frequency decreases.

12. The influence of surface waves on irradiance fluctuation in the lower layer (diffuse) of the euphotic zone, is negligible ($\Delta E/E$ in the order of magnitude $10^0/0$).

13. The existing lighting conditions in the euphotic zone, can be divided into "sunny", "diffuse" and "mixed". The power spectra of irradiance fluctuations in these three cases are totally different, in spite of the fact that the total irradiation energy, supporting photosynthesis in a given time interval, may be equal or similar. The average level of irradiance and the amplitude of irradiance fluctuation, in the three above-mentioned cases, differ in relation to the value of irradiance saturation E_k of photosynthesis process.

14. Variations in the colour of the sea from violet to yellowish, are usually an indication of increased biological production in the euphotic zone, except in the region of estuaries. Quantitative description of these variations may be the spectra of reflectance function $R(z, -) = f(\lambda)$ just below the water surface.

Supplement

To carry out some of the experiments described in this paper, the author and his co-workers designed several marine optical instruments. Illustrations of these are included at the end of the paper. An underwater irradiance meter with selenium cell (fig. U.1); an underwater radiance and irradiance meter with photomultiplier (fig. U.2); irradiance integrator, free-working on the sea surface

(fig. U.3 and U.4), and the "black screen attenuation meter" — first (fig. U.5) and second (fig. U.6) versions, are illustrated.

More detailed descriptions of these instruments can be found in the following papers (Dera 1967, Dera, Olszewski and Łęgowski 1967, Gordon, Dera and Ivanoff 1969).

LITERATURA

REFERENCES

- Allen C. W. (1958), *Solar Radiation*, Q. Jl. R. Met. Soc., **84**, 307+318.
- Armstrong F. A. J. (1958), *Inorganic Suspended Matter in Sea Water*, J. Mar. Res., **17**, 23+34.
- Armstrong F. A. J., Boalch G. T. (1961), *Ultraviolet Absorption of Sea Water and Its Volatile Components*, IUGG Monographie, No. 10, A Symposium on Radiant Energy in the Sea, Helsinki, s. 63+66.
- Bader H. (1968), *The Hyperbolic Distribution of Particle Size*, Manuscript, University of Miami, Florida.
- Bainbridge R., Evens G. C., Rackham O. (1965), *Light as an Ecological Factor*, A Symposium of the British Ecological Society, Cambridge.
- Berg R. H. (1958), *Electronic Size Analysis of Subsieve Particles by Flowing Through a Small Liquid Resistor*, Symposium on Particle Size Measurement, Special Technical Publication No. 234, Published by American Society for Testing Materials.
- Berg R. H. (1965), *Sensing Zone Methods in Fine Particle Size Analysis*, Materials Research and Standards, **5**, 119+125 (Published by American Society for Testing and Materials).
- Bucham S., Floodgate G. D., Grisp D. J. (1967), *Studies on the Seasonal Variation of the Suspended Matter in the Menai Straits. I. The Inorganic Fraction*, Limnol. Oceanogr., **12**, 419+431.
- Burkholder P. R., Burkholder L. M. (1967), *Primary Productivity in Surface Waters of the South Pacific Ocean*, Limnol. Oceanogr., **12**, 606+617.
- Burt W. V. (1953), *A Note on the Reflection of Diffuse Radiation by the Sea Surface*, Transact. Am. Geophys. Union, **34**, 199+205.
- Chandrasekhar S. (1960), *Radiative Transfer*, Dover Publications, Inc. New York, New York.
- Clarke G. L., James H. R. (1939), *Laboratory Analysis of the Selective Absorption of Light by Sea Water*, J. Opt. Soc. Am., **29**, 43+55.
- Clarke G. L., Kelly M. G. (1965), *Durnal Changes in Bioluminescence of Oceanic Organisms*, Limnol. Oceanogr., **10**, R54+R66.
- Cox C., Munk W. H. (1955), *Some Problems in Optical Oceanography*, J. Mar. Res., **14**, 63+78.

- Curico J. A., Petty C. C. (1951), *The Near Infrared Absorption Spectrum of Liquid Water*, J. Opt. Soc. Am., 41, 302÷304.
- Currby W. A. (1968), *Representative Particles Found in the Surface Air over the Atlantic 45° to 55° North Latitude*, Charles D. Sias Research Laboratory, A Report, Brookline—Massachusetts.
- Dera J. (1963), *Sonda do badań uwarstwienia mas wodnych w morzu*, Acta Geophys. Pol., 11, 179÷185.
- Dera J. (1965), *Niektóre właściwości optyczne wód Zatoki Gdańskiej jako wskaźniki struktury jej mas wodnych*, Acta Geophys. Pol., 13, 15÷39.
- Dera J. (1967), *Measurements of Optical Quantities Characterizing the Conditions of Photosynthesis in the Gulf of Gdańsk*, Acta Geophys. Pol., 15, 197÷208.
- 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., Szymborski S. (1966), *O strukturze mas wodnych w morzu oraz współczesnych metodach jej badań*, Zeszyty Naukowe Politechniki Gdańskiej, Wyd. Bud. Wod., 9, 19÷53.
- Dera J., Olszewski J., Łęgowski S. (1967), *Method of the Irradiation Measurement in the Sea by Means of an Irradiance Integration with „Solion” tetrode*, Acta Geophys. Pol., 15, 49÷62.
- Dera J., Olszewski J. (1967), *On the Natural Irradiance Fluctuations Affecting Photosynthesis in the Sea*, Acta Geophys. Pol., 15, 351÷364.
- Dera J., Gordon H. (1968), *Light field Fluctuation in the Photic Zone*, Limnol. Oceanogr., 13, 697÷699.
- Dera J., Thomas T. (1968), *Pomiary optyczne na Morzu Karaibskim w 1968 r. w związku z badaniem migracji głębinowej warstwy rozpraszającej (w opracowaniu)*.
- Dera J., Olszewski J. (1969), *Widzialność podwodna*, Postępy Fizyki, 20, 473÷487.
- Duntley S. Q. (1951), *Reflection of Light by Water Waves*, J. Opt. Soc. Am., 41, No. 4.
- Duntley S. Q. (1963), *Light in the Sea*, J. Opt. Soc. Am., 53, 214÷233.
- Duursma E. K. (1965), *The Dissolved Organic Constituents of Sea Water*, [in:] *Chemical Oceanography*, Vol. 1, Ed. J. P. Riley and G. Skirrow, s. 433÷473.
- Flaig W. (1960), Acta Chem. Fenn. A., 33, 229÷251.
- Fogg G. E., Boalch G. T. (1958), Nature, 181, 789÷791.
- Frąckowiak D. (1963), *Luminescencja chlorofilu*, Postępy Fizyki, 14, 549÷567.
- Frąckowiak D. (1966), *Fizyko-chemiczne modele procesu fotosyntezy*, Postępy Fizyki, 17, 383÷402.
- Gibs R. J. (1967), *The Geochemistry of the Amazon River Sistem. Part I. The Factors that Control the Salinity and the Composition and Concentration of the Suspended Solids*, Geol. Soc. Am. Bull., 78, 1203÷1232.
- Godniew T. N. (1963), *Chlorofil, jewo strojenije i obrazowanije w rastieni*, Izdatielstwo AN BSSR, Mińsk.
- Gordon H. R., Dera J. (1969), *Irradiance Attenuation Measurements in Seawater of South East Florida*, B. Marine Sci., 10, 279÷285.
- Gordon H. R., Dera J., Ivanoff A. (1969), *A Black Screen Attenuance Meter for Hydro-Optics (in preparation)*.

- Guillard R. R. L., Wangersky P. J. (1958), *Limnol. Oceanogr.*, 3, 449÷454.
- Gumprecht R. O., Slipecevich C. M. (1953), *Scattering of Light by Large Spherical Particles*, *J. Opt. Soc. Am.*, 55, 90÷94.
- Hamilton W. L. (1967), *Measurement of Natural Particulate Fallout onto High Polar Ice Sheets. Part II. Antratic and Greenland Cores*, Cold Regions Research and Engineering Laboratory, Research Report 139, Hanover—New Hampshire.
- Hobson L. A. (1967), *The Seasonal and Vertical Distribution of Suspended Particulate Matter in as Area of the Northeast Pacific Ocean*, *Limnol. Oceanogr.*, 12, 642÷649.
- Hoeg S., Schellenberger G. (1968), *Über Änderungen der Lichtextinktion in einem eutrophen See und ihre Ursachen*, *Acta Hydrophysica*, 13, 11÷60.
- Holmes R. W. (1958), *Surface Chlorophyll a, Surface Primary Production and Zooplankton Volumes in the Eastern Pacific Ocean*, *Rapp. Proc., Verb. Reunions, Cons. Perm. Int. Expl. Mer.*, 144, 109÷116.
- Ivanoff A. (1968), *Cykl wykładów dla doktorantów oceanografii na Uniwersytecie w Miami na Florydzie*.
- Ivanoff A., Waterman T. H. (1958), *Elliptical Polarization of Submarine Illuminations*, *J. Mar. Res.*, 16, 255÷282.
- Ivanoff A., Waterman T. H. (1958), *Factors, Mainly Depth and Wavelength, Affecting the Degree of Underwater Light Polarization*, *J. Mar. Res.*, 16, 283÷307.
- Ivanoff A., Jerlov N. G., Waterman T. H. (1961), *A Comparative Study of Irradiance, Beam Transmittance and Scattering in Sea Near Bermuda*, *Limnol. Oceanogr.*, 6, 129÷147.
- Ivanoff A., Moreuil J. L. (1963), *Au sujet de la repartition des luminances sous-marines au voisinage immediat de la diversion apparente du soleil*, *Compt. Rend.*, 256, 4711÷4712.
- Jerlov N. G. (1951), *Optical Measurements of Particle Distribution in the Sea*, *Tellus*, 3, 122÷128.
- 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*, *Göteborgs Kungl. Vetensk. Samh. Handl., Ser. B*, 6, No. 14, 3÷19.
- Jerlov N. G. (1955), *The Particulate Matter in the Sea as Determined by means of the Tyndall Meter*, *Tellus*, 7, 218÷225.
- Jerlov N. G. (1959), *Maxima in the Vertical Distribution of Particles in the Sea*, *Deep-Sea Res.*, 5, 173.
- Jerlov N. G. (1961), *Optical Measurements in the Estern North Atlantic*, *Göteborgs, Kungl. Vetensk. Samh. Handl., Ser. B*, 8, 1÷39.
- Jerlov N. G. (1964), *Physical Aspects of Light in the Sea*, A Symposium, University of Hawaii Press, Honolulu, s. 45.
- Jerlov N. G. (1968), *Optical Oceanography*, Elsevier Publishing Company, Amsterdam—London—New York.
- Jerlov N. G., Nygard K. (1968), *Inherent Optical Properties Computed from Radiance Measurements in the Baltic*, Kopenhavns Universitet Institut for Fysisk Oceanografi, Report No. 1, Copenhagen.
- Jones D., Willis M. S. (1956), *The Attenuation of Light in Sea and Estuarine Waters in Relation to the Concetration of Suspended Solid Matter*, *J. Mar.*

- Biol. Ass. U. K., 35, 431÷444.
- Jorgensen E. G., Steemann Nielsen E. (1965), *Adaptation in Plankton Algae*, Mem. Ist. Ital. Idrobiol., 18, Suppl., 37÷46.
- Kajgorodow M. N. (1967), *Niekatoryje rezultaty issledowanija polarizacii jestestwiennowo swieta w morie*, AN SSSR, Morskoj Gidrofiz. Inst. Sbornyj tom, 38, 109÷119.
- Kalinowski J., Dera J. (1968), *Metody badań zjawisk optycznych w morzu*, Postępy Fizyki, 19, 219÷236.
- Kalle K. (1937), *Annlu. Hydrogr. Berl.*, 65, 276÷282.
- Kalle K. (1961), *What do We Know about the Gelbstoff*, IUGG Monographie, No. 10, A Symposium on Radiant Energy in the Sea, Helsinki, s. 59÷62.
- Kalle K. (1966), *The Problem of the Gelbstoff in the Sea*, Oceanogr. Mar. Biol. Ann. Rev., 4, 91÷104.
- Kamen M. D. (1963), *Primary Processes in Photosynthesis*, Academic Press, New York—London.
- Kampa E. M. (1961), *Daylight Penetration Measurements in Three Oceans*, IUGG Monographie, No. 10, A Symposium on Radiant Energy in the Sea, Helsinki, s. 91÷95.
- Kane J. E. (1967), *Organic Aggregates in Surface Waters of the Ligurian Sea*, Limnol. Oceanogr., 12, 287÷294.
- Ketchum B. H., Ryther J. H., Yentsch C. S., Corwin N. (1958), *Productivity in Relations to Nutrients*, Rapp. Proc., Verb. Reunions, Cons. Perm. Int. Expl. Mer., 144, 132÷140.
- Koblenc-Miszke O. J., Oczakowski Ju. E. (1966), *Ob izmierenijach swieta pri izuczenii pierwicznej produkcji w morie*, Okeanologija, 6, 535÷542.
- Kozlaninow M. W., Pelwin W. N. (1966), *On the Application of a One-dimensional Approximation in the Investigation of the Propagation of Optical Radiation in the Sea*, U. S. Dept. Comm. Join. Publ. Res. Ser. Rept., 36, 54÷63.
- Kullenberg G. (1968), *Scattering of Light by Sargasso Sea Water*, Deep-Sea Res., 15, 423÷432.
- Le Grand Y. (1939), *La penetration de la lumiere de la mer*, Ann. Inst. Oceanogr., 19, 393÷436.
- Lenoble J. (1957), *Spectrometre photoelectrique sous-marin*, Bull. Inform. Comite Central. Oceanogr. Etude Côtes, 9, 551÷564.
- Lenoble J., Saint-Guilly B. (1955), *Sur l'absorption du rayonnement par l'eau distillee*, Compt. Rend., 240, 954÷955.
- Masaaki Fukuda (1964), *A Calculation of the Light Scattering Function for Small Polyhedric Particles*, [in:] *Physical Aspects of Light in the Sea*, A Symposium, University of Hawaii Press, Honolulu, s. 61÷64.
- McDonald D. J., Proni O., Kishpangh J. (1968), *Analysis of Particle Size Distribution in Concentrations at Various Ocean Depths*, Marine Sciences Instrumentation, 4, 526÷530 (Proceedings of the ISA Marine Sciences Instrumentation Symposium).
- Morel A. (1966), *Etude experimentale de la difusion de la lumiere par l'eau, les solutions de chlorure de dosium et l'eau de mer optiquement pures*, J. Chim. Phys., 10, 1359÷1366.
- Mullamaa Ju. A. R. (1964), *Atlas opticzeskich charakteristik wzwołnowannoj powierchnostii moria*, Tartu.

- Neumann G., Hollman P. (1961), *On the Albedo of the Sea Surface*, IUGG Monographie, No. 10, A Symposium on Radiant Energy in the Sea, Helsinki, s. 72÷83.
- Oczakowski Ju. E. (1965), *O zawisimosti pokazatiela oslablenija swieta ot sodicrzaszczejšia w morie wzwiesi*, Trudy Inst. Okean. AN SSSR, 77, 35÷40.
- Parsons T. R. (1963), *Suspended Organic Matter in Sea Water*, Progress in Oceanography, 1, 205÷239.
- Poole H. H. (1945), *The Angular Distribution of Submarine Daylight in Deep Water*, J. Opt. Soc. Am., 29, 43÷55.
- Preisendorfer R. W. (1961), *Application of Radiative Transfer Theory to Light Measurements in the Sea*, IUGG Monographie, No. 10, Symposium on Radiant Energy in the Sea, Helsinki, s. 11÷30.
- Preisendorfer R. W. (1964), *A Model for Radiance Distributions in Natural Hydrosols*, [in:] *Physical Aspects of Light in the Sea*, A Symposium, University of Hawaii Press, Honolulu, s. 51÷59.
- Raymont J. E. G. (1963), *Plankton and Productivity in the Oceans*, Oxford—London—New York—Paris.
- Riley G. A. (1963), *Organic Aggregates in Sea Water and the Dynamics of their Formation and Utilitation*, Limnol. Oceanogr., 8, 372÷381.
- Riley G. A., Nishizawa S. (1961), *Organic Aggregates in Sea Water*, Abstract, Marine Sciences Conference, Woods Hole.
- Riley G. A., Stommel H., Bumpus D. F. (1949), *Quantitative Ecology of the Plankton of the Western North Atlantic*, Bull. Bingham. Oceanogr. Coll., 12, 1÷169.
- Riley G. A., Wangersky P. J., Van Hermet D. (1964), *Organic Aggregates in Tropical and Subtropical Surface Waters of the North Atlantic Ocean*, Limnol., Oceanogr., 9, 546÷550.
- Rochon T. (1966), Inst. Exp. Sea Com. Balt., CN 1966/D2.
- Rozenberg G. V. (1967), *Physical Basics of the Spectroscopy of Light Scattering Substances*, Soviet Physics Uspekhi, 10, 188÷213 (tłum. z ros. — Usp. Fiz. Nauk, 91, 569÷608).
- Ryther J. H., Yentsch C. S., Hulburt E. M., Vaccaro R. F. (1958), *The Dynamics of a Diatom Bloom*, Biological Bulletin (USA), 115, 257÷268.
- Ryther J. H., Menzel D. W. (1959), *Light Adaptation by Marine Phytoplankton*, Limnol. Oceanogr., 4, 492÷497.
- Ryther J. H., Hulburt E. M. (1960), *On Winter Mixing and the Vertical Distribution of Phytoplankton*, Limnol. Oceanogr., 5, 337÷338.
- Sasaki T., Watanabe S., Oshiba G., Okami N., Kajihara M. (1962), *On the Instrument for Measuring Angular Distribution of Underwater Radiance*, Bull. Japan. Soc. Sci. Fisheries, 28, 489÷496.
- Schenck H. Jr. (1957), *On the Focusing of Sunlight by Ocean Waves*, J. Opt. Soc. Am., 47, 653÷657.
- Sheldon R. W., Parsons T. R. (1967), *A Partical Manual on the Use of the Coulter Counter in Marine Science*, Publish by Coulter Electronics Sales Company, Toronto Canada.
- Sheldon R. W., Evelyn T. P. T., Parsons T. R. (1967), *On the Occurrence and Formation of Small Particles in Seawater*, Limnol. Oceanogr., 12, 367÷375.
- Smith R. C., Tyler J. E. (1967), *Optical Properties of Clear Natural Water*, J. Opt. Soc. Am., 57, 589÷595.

- Smithsonian Meteorological Tables* (1951), Sixth Revised Edition, Miscellaneous Collections, Vol. 114, Washington DC.
- Snyder R. L., Dera J. (1970), *Wave-Induced Light Field Fluctuations in the Sea*, *J. Opt. Soc. Am.*, **60**, 1072÷1079.
- Spilhaus Jr. A. F., Arx W. S. (1966), *Measurements of the Forward Scattering of a Laser Beam in Sea Water*, *Deep-Sea Res.*, **13**, 755÷759.
- Steele J. H., Yentsch C. S. (1960), *The Vertical Distribution of Chlorophyll*, *J. Mar. Biol. Ass. U. K.*, **39**, 217÷226.
- Steedmann Nielsen E. (1964), *On a Complication in Marine Productivity Work Due to the Influence of Ultraviolet Light*, *J. Cons. Int. Explor. Mer.*, **29**, 130÷135.
- Steedmann Nielsen E., Hansen V. K. (1959), *Light Adaptation in Marine Phytoplankton Populations and Its Interrelation with Temperature*, *Physiol. Plant.*, **12**, 353÷370.
- Steedmann Nielsen E., Hansen V. K., Jorgensen E. G. (1962), *The Adaptation to Different Light Intensities in Chlorella Vulgaris and the Time Dependence on Transfer to a New Light Intensity*, *Plant.*, **15**, 505÷517.
- Timofiejewa W. A. (1957), *Rasprostranienije swieta w morie*, *Trudy Morsk. Hidrofiz. Inst. AN SSSR*, **11**, 97÷104.
- Timofiejewa W. A. (1962), *Spatial Distribution of the Degree of Polarization of Natural Light in the Sea*, *Izw. AN SSSR, Ser. Geofiz.*, **6**, 1843÷1851.
- Timofiejewa W. A. (1966), *Eksperymentalnoje izuczenije sowietowowo pola w morie*, *Sb. Dokl. Podgotowl. ko II Międzynarodn. Okeanograficz. Kongresu*.
- Tsujita T. (1953), *A Preliminary Study on Naturally Occuring Suspended Organic Matter in Water Adjacent to Japan*, *J. Oceanogr. Soc. Japan*, **8**, 113÷125.
- Tsujita T. (1955), *Study on Naturally Occuring Suspended Organic Matter in the Water Adjacent to Japan*, *J. Oceanogr. Soc. Japan*, **11**, 199÷201.
- Tyler J. E. (1958), *Comparison of Light Distribution above and Below Water*, *J. Mar. Res.*, **16**, 96÷99.
- Tyler J. E. (1960), *Radiance Distribution as a Function of Depth in an Underwater Environment*, *J. Mar. Res.*, **18**, 157.
- Tyler J. E. (1961), *Scattering Properties of Distilled and Natural Waters*, *Limnol. Oceanogr.*, **6**, 451÷456.
- Tyler J. E. (1968), *Survey of Experimental Hydrologic Optics*, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.*, **8**, 339÷354.
- Tyler J. E., Richardson W. H., Holmes R. W. (1959), *J. Geophys. Res.*, **64**, 667.
- Tyler J. E., Preisendorfer R. W. (1962), *The Sea*, Vol. 1, New York—London, s. 397.
- Tyler J. E., Smith R. C. (1967), *Spectroradiometric Characteristics of Natural Light Under Water*, *J. Opt. Soc. Am.*, **57**, 595÷601.
- UNESCO 1964, *Raport First Meet. Joint Group Experts on Photosynthetic Radiant Energy*, Moscow, UNESCO Techn. Pap. Mar. Sci. No. 2.
- UNESCO 1966, *Raport Second Meet. Joint Group Experts on Photosynthetic Radiant Energy*, Karuizawa, UNESCO Techn. Pap. Mar. Sci. No. 5.
- UNESCO 1966, *Determination of Photosynthetic Pigments in Sea-Water*, Monographs on Oceanographic Methodology, No. 1.
- Van de Hulst H. C. (1957), *Light Scattering by Small Particles*, New York.

- Van Hermet D., Wangersky P. J. (1965), *Organic Aggregates in Surface and Deep Waters of the Sargasso Sea*, *Limnol. Oceanogr.*, **10**, 254÷263.
- Winogradow Z. A., Jacenko G. K., Ancupowa L. W. (1966), *K izuczeniju sezonnoj izmiecziwosti pigmentnowo sostawa planktona*, *Okeanologia*, **6**, 853÷860.
- Wyrtki K. (1950), *Über die Beziehungen zwischen Trübung und oceanographischen Aufbau*, *Kieler Meeresforsch.*, **7**, 87÷108.
- Yentsch C. S. (1963), *Primary Production*, *Oceanogr. Mar. Biol. Ann. Rev.*, **1**, 157÷175.
- Yentsch C. S. (1965), *Distribution of Chlorophyll and Phaeophytin in the Open Ocean*, *Deep-Sea Res.*, **12**, 653÷666.
- Yentsch C. S., Ryther J. H. (1957), *Short-Term Variations in Phytoplankton Chlorophyll and Their Significance*, *Limnol. Oceanogr.*, **2**, 140÷142.
- Yentsch C. S., Scagel R. F. (1958), *Durnal Study of Phytoplankton Pigments; An in situ Study in East Sound, Washington*, *J. Mar. Res.*, **17**, 567÷583.
- Yentsch C. S., Lee R. W. (1966), *A study of Photosynthetic Light Reactions and a New Interpretation of Sun and Shade Phytoplankton*, *J. Mar. Res.*, **24**, 319÷337.
- Zujew W. E. (1966), *Prozracznost atmosfery dla widimych i infrakrasnych luzci*, *Sowietskoje Radio Press, Moskwa*.

*Praca wpłynęła w czerwcu 1969 r.
Manuscript received in July 1969*