

CZESŁAW GARBALEWSKI  
HENRYKA BEREK

Instytut Meteorologii i Gospodarki Wodnej  
Oddział Morski — Gdynia

## O MOŻLIWOŚCI WYKORZYSTANIA STEŻEŃ JĄDER SOLI MORSKICH W ATMOSFERZE PRZY WYZNACZANIU PARAMETRU SZORSTKOŚCI POWIERZCHNI MORZA

Treść: 1. Wstęp 59, 2. Założenia teoretyczne 59, 3. Metodyka 63, 4. Wyniki i dyskusja 64; Summary 70; Literatura 70.

### 1. WSTĘP

Ważnym czynnikiem decydującym o intensywności wymiany gazów i aerozoli między atmosferą a morzem jest pewna wielkość fizyczna związana z charakterem współdziaływania atmosfery z powierzchnią morza. Wielkością tą jest parametr szorstkości  $z_0$ . Powyższe stwierdzenie wypływa z teorii pionowych strumieni wymiany pędu, ciepła i masy między turbulencyjną warstwą powietrza w atmosferze a podłożem.

Dla wymiany gazów i aerozoli z podłożem zagadnienie zostało szczegółowo opracowane przez A.C. Chamberlaina [2, 3] na przykładzie modeli powierzchni sztywnej — gładkiej i pofalowanej. Zgodne wyniki odnośnie do roli parametru  $z_0$  otrzymali U. Möller i G. Schumann [15], modelując w tunelu aerodynamicznym transport substancji na powierzchnię wody. Na istotne znaczenie tego parametru w wymianie cząstek substancji między morzem i atmosferą wskazuje się w pracach D.L. Lajchmana i V.G. Snopkova [14] oraz innych autorów [1, 16, 20]. C. Garbalewski [8, 9] uwzględnia parametr szorstkości, badając wielkość emisji cząstek z powierzchni morza, przy czym już w jednej z wcześniejszych prac [7] postuluje możliwość wykorzystania jąder soli morskich w badaniach parametru  $z_0$  dla pofalowanej powierzchni morza. Niniejszą pracę poświęca się dalszej analizie tego zagadnienia, przy czym zmierzają ku uzyskaniu uogólnień mających istotne znaczenie, jeżeli chodzi o związki ilościowe.

### 2. ZAŁOŻENIA TEORETYCZNE

Szorstkość powierzchni morza jest stosunkowo nieznaczną w porównaniu z szorstkością powierzchni lądu. W jej badaniach dominują obecnie poszukiwania dotyczące związku, jaki istnieje między parametrem

szorstkości  $z_0$  a prędkością wiatru, w tym również prędkością dynamiczną nad powierzchnią morza. Jakkolwiek związek taki na ogół istnieje, to jednak jego charakter wciąż jeszcze pozostaje pod wieloma względami nie wyjaśniony. Przyczyna takiego stanu rzeczy jest związana przede wszystkim z trudnościami przeprowadzenia dokładnych gradientowych pomiarów prędkości wiatru  $u$  i poszczególnych składowych jej pulsacji nad powierzchnią morza. Dotychczas dysponuje się tylko bardzo ograniczonym materiałem pomiarowym w tym zakresie.

Jeżeli wziąć pod uwagę niejednorodność występowania procesów dynamicznych na morzu w płaszczyźnie poziomej i ich niestacjonarność, to można stwierdzić, że wyniki poszczególnych eksperymentów w zasadzie są nieporównalne. Ich dotychczasowa analiza też nie jest pozbawiona zastrzeżeń [13], gdyż zadanie bardzo utrudnia już sam brak występowania ścisłej zależności między parametrami  $u$  i  $z_0$ , co tylko zwiększa potrzebę lepszego jej zbadania. Jest to jednakowo ważne tak w przypadku potrzeby uściślenia charakteru zależności między szorstkością powierzchni wodnej a różnicą temperatury wody i powietrza, jak i w przypadku ustalenia wpływu na wahania stężeń domieszek pasywnych nad powierzchnią morza [20]. Trudności wynikają również z braku opracowania pełniejszej teorii zjawiska, która dotychczas pozostaje w zasadzie w sferze hipotez.

Zgodnie z M. Charnockiem [4], wielkość  $z_0$  dla powierzchni morskiej wyraża się wzorem:

$$z_0 = \frac{u_*^2}{g} a \left( \frac{\hat{\rho}}{\rho} \right) \quad (1)$$

gdzie  $u_*$  — prędkość tarcia,  $g$  — przyspieszenie siły ciężkości,  $\hat{\rho}$  — gęstość wody,  $\rho$  — gęstość powietrza,  $a$  — współczynnik. Już parametry wchodzące w skład wzoru M. Charnocka określają w pewnej mierze zakres wielkości parametrów falowania wiatrowego. Rozwijając tę teorię, S.A. Kitajgorodski [13] rozpatruje szczegółowo wpływ parametrów falowania typu  $C_0/u_*$  i  $\tilde{\sigma}_\eta$ , gdzie  $C_0$  prędkość fazowa fal,  $\tilde{\sigma}_\eta = \frac{g Q_\eta}{u_*^2}$ ,  $\sigma_\eta$  — średnia kwadratowa amplituda falowania. Jeżeli uwzględnić wpływ powyższych parametrów na wielkość  $z_0$ , to wzór (1) może być przepisany w postaci:

$$z_0 = m_0 (\tilde{\sigma}_\eta) \frac{u_*^2}{g} \quad (2)$$

Stwierdza się przy tym, że wielkość  $m_0$  nie ma charakteru stałej uniwersalnej, a zależy przynajmniej od  $\tilde{\sigma}_\eta$  [13]. Z badań szeregu autorów wy-



nika bowiem, że istnieje duża zmienność eksperymentalnych wartości  $m_o$ , co w zasadzie przemawia za koncepcją zależności

$$m_o = m_o(\tilde{\sigma}_\eta).$$

W mechanizmie emisji jąder soli z powierzchni morza na szczególną uwagę zasługuje składowa  $Q_p$  — warunkowana przez wylot pęcherzyków powietrza z toni morskiej, oraz składowa  $Q_b$  — związana z wydmuchiowaniem kropeł z grzbietów fal. Związek obu tych składowych z dynamiką warstwy kontaktu atmosfery i morza pozwala badać niektóre parametry strefy przyściennej. Wśród nich na czołowe miejsce wysuwa się parametr szorstkości, który w znacznym stopniu powinien decydować o wielkości produkcji jąder soli morskiej.

W wyrażeniu na wydajność mechanizmu emisji jąder soli należy uwzględnić szorstkość Reynoldsa  $Re_s = u_* h_s \nu^{-1}$ , gdzie  $u_*$  i  $\nu$  odpowiednio prędkość tarcia i kinematyczny współczynnik lepkości dla powietrza,  $h_s$  — średnia wysokość elementów szorstkości, których odpowiednikiem jest wysokość fal. Jak wiadomo, istnieje pewna krytyczna wartość  $Re_s$ , po której przekroczeniu następuje raptowny wzrost współczynnika oporu  $C_u \left( \frac{z}{h_s}, Re_s \right)$  w wyrażeniu na przenoszenie pędu, co niewątpliwie powinno dotyczyć i innych związanych z przenoszeniem charakterystyk niezmienniczych. W zgodności z tą krytyczną wartością  $Re_s$  pozostaje również zjawisko załamywania się fal [17]. Toteż krytyczna wartość  $Re_s$  może oznaczać zarazem początek efektywnej emisji z powierzchni morza kropeł wody — macierzystych w sensie powstawania kryształków soli w powietrzu. Przy małych natomiast wartościach  $Re_s$  znacznie wzrasta rola sił lepkości molekularnej.

W podwarstwie automodelowych stosunków współoddziaływania atmosfery i morza ustala się w bezpośrednim styku z powierzchnią morza podwarstwa lepkości molekularnej. Lepka podwarstwa stanowi rodzaj warstwy oporu dla emisji kropeł z powierzchni morza. Hamujące działanie lepkiej podwarstwy ogranicza się do warunków słabych ruchów powietrza i wody, natomiast przestaje być istotnym przy większych prędkościach wiatru. Toteż przy  $Re_s \gg 1$  emisja jąder w zasadzie jest kontrolowana głównie przez  $u$ , o czym świadczą dane eksperymentalne otrzymane przez A.H. Woodcocka [18] i innych autorów [11].

Oddzielne regiony morskie mogą się różnić pod względem wydajności produkcji jąder. Decydujące znaczenie mają oczywiście panujące w danym regionie stosunki hydrodynamiczne. Toteż różnice mogą zachodzić między zamkniętym morzem a oceanem. Wydajność źródła jąder powinna zależeć od całego kompleksu czynników, w skład których wchodzi przede wszystkim panujące w danym regionie wiatry i falowanie.

Uwzględniając wpływ parametru  $Re_s$  i prędkości  $u$  na emisję jąder, należy wziąć pod uwagę również  $S_s$  — zasolenie akwenu, od którego też powinna zależeć efektywność emisji w sposób zasadniczy. Szczególnie niejednakowe zasolenie mórz słonawych powinno tworzyć sprzyjające warunki do zbadania roli parametru  $S_s$  i wykazania związków z nim różnic.

Zakładając zatem kontrolujące znaczenie  $Re_s$ ,  $u$  i  $S_s$  można postulować zależność:

$$Q = k u Re_s S_s \quad (3)$$

gdzie  $Q$  — wielkość emisji w  $g/cm^2 \cdot s$ ,  $S_s$  — zasolenie w  $g/cm^3$ ,  $k$  — współczynnik proporcjonalności związany z efektywnością emisji, mający postać iloczynu  $k' P(Re_s)$ , gdzie  $k'$  stała dla danych warunków lokalnych. Zgodnie z teorią logarytmicznej warstwy granicznej mamy:

$$u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0}, \quad z_0 \ll z \ll (\alpha) \quad (4)$$

gdzie  $\alpha$  — wysokość podwarstwy dynamicznej,  $\kappa$  — stała Karmana. Podstawiając wartości  $u(z)$  do równania (3) otrzymujemy:

$$Q = \frac{k S_s u_*^2 h_s}{v \kappa} \ln \frac{z}{z_0} \quad (5)$$

Przyjmując w warunkach, gdy  $Re_s \gg 1$ ,  $P(Re_s)h_s \ln \frac{z}{z_0} \approx z_0$ , aproksymację funkcyjną na produkcję jąder możemy napisać w postaci:

$$Q = \frac{\alpha S_s u_*^2 z_0}{v} + \delta, \quad z = \text{const} \quad (6)$$

gdzie  $\delta$  — część emitowanej substancji jąder uwarunkowana dyfuzją, towarzyszącą parowaniu wody,  $\alpha = \frac{k'}{\kappa}$ .

Wyrażenie opisujące wpływ dyfuzji turbulencyjnej na stężenie domieszek uzyskuje się w drodze rozwiązywania półempirycznego równania dyfuzji atmosferycznej. Aproksymując proces pionowego rozpraszania ciężkich cząstek do modelu Csanady'ego [5] można drogą modyfikacji wzoru, gdy od źródła odległość  $x = 0$ , otrzymać proste wyrażenie:

$$q_a = \frac{Q}{\sqrt{2\pi} U} \quad (7)$$

w którym  $q_a$  — stężenie cząstek na poziomie  $z = z_a$ ,  $U$  — parametr prędkości związany z  $u_a$  — prędkością wiatru mierzoną na wysokości  $z = z_a$ . Podstawiając wartość  $Q$  z równania (6) i przyjmując  $U = u_a + w$ ,



gdzie  $w$  — prędkość wypadania cząstek pod działaniem sił elektrycznych i grawitacji ziemskiej mamy:

$$q_a = \frac{\alpha S_s u_*^2 z_0 v^{-1} + \delta}{\sqrt{2\pi} (u_a + w)} \quad (8)$$

Badając w warstwie przywodnej atmosfery emisję jąder soli z morza, opierano się na pomiarach kryształów soli o wielkości  $\geq 1 \mu\text{m}$ . Są to zatem cząstki wchodzące w zakres cząstek olbrzymich, czyli również ciężkich. Biorąc jednak pod uwagę intensywność procesów dyfuzji turbulencyjnej nad powierzchnią morza można byłoby zaniedbać wielkość  $w$ . Równanie zatem zaniedbując jednocześnie nieznaczny stosunkowo udział składowej  $\delta$  w równaniu (8), przepiszemy w postaci:

$$q_a = \frac{\alpha S_s u_*^2 z_0}{\sqrt{2\pi} v u_a}, \quad z = \text{const} \quad (9)$$

Celem pracy jest zbadanie możliwości wykorzystania stężeń jąder soli morskiej w przywodnej warstwie atmosfery przy oznaczaniu parametru  $z_0$  na podstawie powyższego wyrażenia.

### 3. METODYKA

Badając emisję jąder soli z morza do przywodnej warstwy atmosfery opierano się na pomiarach liczby i wielkości cząstek w zakresie średnicy  $\geq 1 \mu\text{m}$ . Do pobierania próbek takich cząstek z powietrza użyto impaktora jednokaskadowego, w którym cząstki zbierano na szklane płytki. Przed ekspozycją w strumieniu powietrza płytki preparowano, powlekając powierzchnię zbierającą ciekłą warstwą roztworu wazeliny w benzynie. Eksperymentalnie ustalono, że współczynnik wychwytu cząstek wynosił  $\approx 2 \cdot 10^{-4} \text{cm}^{-2}$ . Bliższe szczegóły dotyczące opracowanej metodyki można znaleźć w pracy opublikowanej przez nas wcześniej [8].

Pomiary prowadzono na wysokości około 6 m nad powierzchnią wody ze statku naukowo-badawczego „Hydromet” podczas rejsów na południowym Bałtyku. Jednocześnie z pomiarami jąder soli morskiej dokonano pomiarów prędkości wiatru, wilgotności oraz temperatury powietrza i wody.

Zebrany materiał analizowano, dokonując pomiarów kryształów soli morskich za pomocą mikroskopu optycznego. Do pomiarów wielkości i liczby cząstek stosowano 1000-krotne powiększenie. Na podstawie zmierzonych wielkości obliczono stężenie soli w powietrzu, przyjmując, że gęstość kryształów odpowiada gęstości chlorku sodu.

W opracowanym programie badań ograniczono się do warunków po-

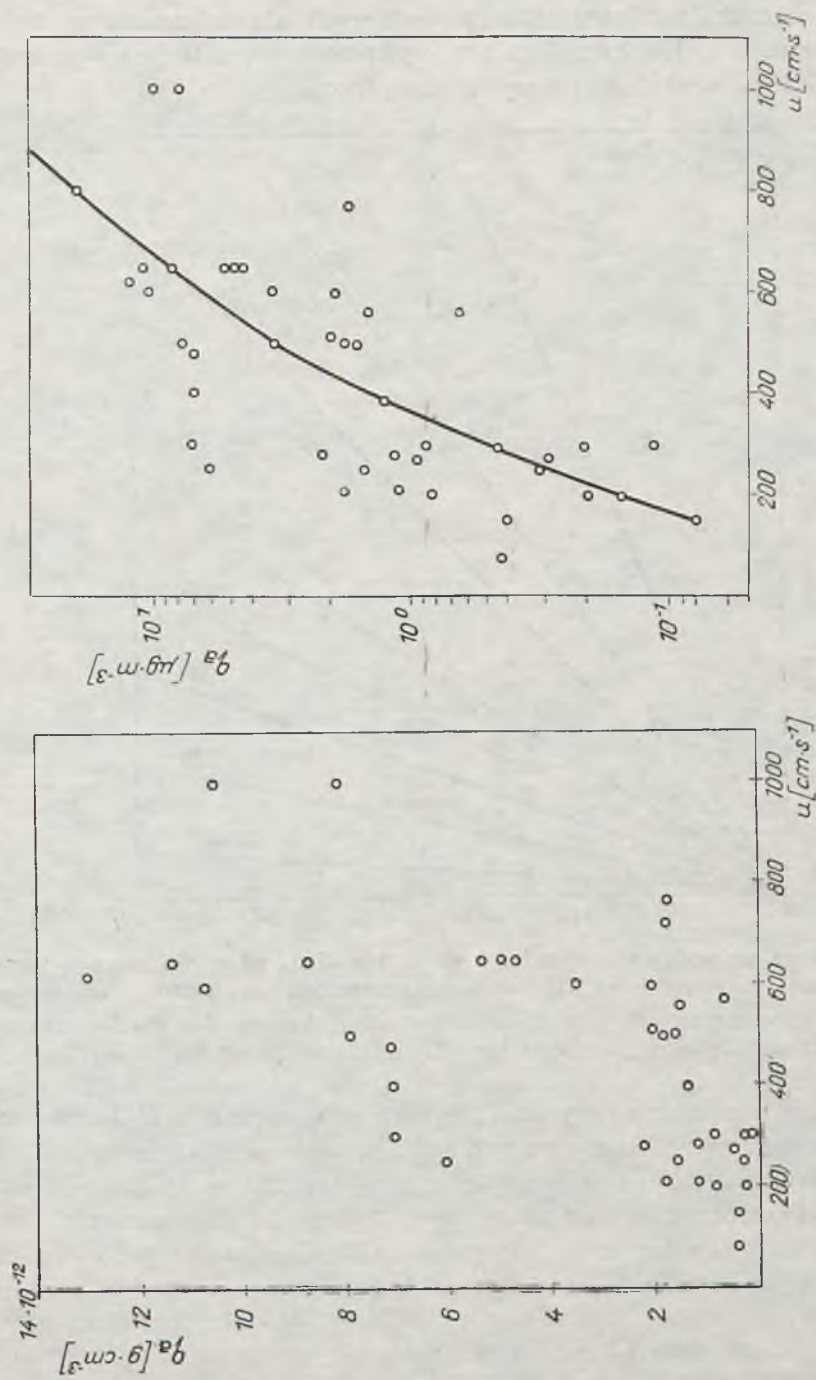
zbawionych wpływu adwekcji na efekt emisji jąder z morza. Materiał eksperymentalny, na którym oparto analizę i uzyskane wnioski został zawężony jedynie do procesów lokalnej cyrkulacji powietrza na Bałtyku. Badanie zaś procesów drobnej skali przebiegających w cyrkulacji lokalnej nad Bałtykiem stanowiło warunek utrudniający zebranie większej ilości materiałów w okresie przeprowadzonych pomiarów (1971—1973).

#### 4. WYNIKI I DYSKUSJA

Rozwiązanie przedsięwziętego w pracy zagadnienia jest w przypadku Morza Bałtyckiego znacznie utrudnione. Wody tego morza mają 4—5-krotnie mniejsze zasolenie w porównaniu z zasoleniem wód oceanicznych, a zatem i stężenie wynoszonych z niego jąder soli jest znacznie mniejsze. Przy tym w badaniach zachodzi konieczność wyeliminowania wpływu morskich domieszek adwekcyjnego pochodzenia, które mają dominujące znaczenie w okresach przenoszenia mas powietrznych znad Atlantyku nad Bałtyk. Jak już wspomniano, warunek ten został spełniony dzięki uwzględnieniu w pracy materiałów pomiarowych, dotyczących tylko lokalnej cyrkulacji powietrza nad Bałtykiem. Tym niemniej błąd estymacji w pracy powinien być większy w porównaniu z wynikami, jakie można byłoby otrzymać dla obszarów silnie zasolonych wód oceanicznych. Zgodny z takim stanem rzeczy jest znaczny rozrzut punktów na ryc. 1a i b, poświęconych analizie związku pomiędzy stężeniem jąder soli morskiej a prędkością wiatru w przywodnej warstwie atmosfery. Wielkość rozrzutu należy tłumaczyć nie tylko losowym w pewnej mierze charakterem procesów emisji cząstek, lecz również związanym z pomiarami błędem, który dla morza powinien być większy niż dla oceanu z powodu niższych stężeń jąder bałtyckich.

Stwierdzenie zależności między prędkością wiatru a  $q_a$  — koncentracją jąder soli nie jest w pracy niczym nowym. Charakter tej zależności jest zgodny z wynikami wcześniejszych badań [6, 18]. Krzywa zależności  $q_a$  od  $u$  (ryc. 1 b), obliczona na podstawie wzoru [9], gdy współczynnik  $\alpha = 2 \cdot 10^{-9}$ , też jest zgodna z wynikami uzyskanymi przez nas poprzednio. Dokonanie jednak tego wstępnego rozeznania wiąże się z potrzebą zorientowania się co do wartości samego materiału eksperymentalnego. Rozmieszczenie punktów eksperymentalnych na ryc. 1a i b wykazuje tendencję wzrostu  $q_a$  wraz z  $u$ , co świadczy o tym, że materiał pomiarowy rzeczywiście dotyczy warunków lokalnej cyrkulacji na Bałtyku. W przeciwnym bowiem przypadku taka zależność zostałaby zniekształcona przez udział czynnika adwekcyjnego [9]. Porównanie tych samych wartości przedstawionych na wykresie półlogarytmicznym (ryc. 1a)

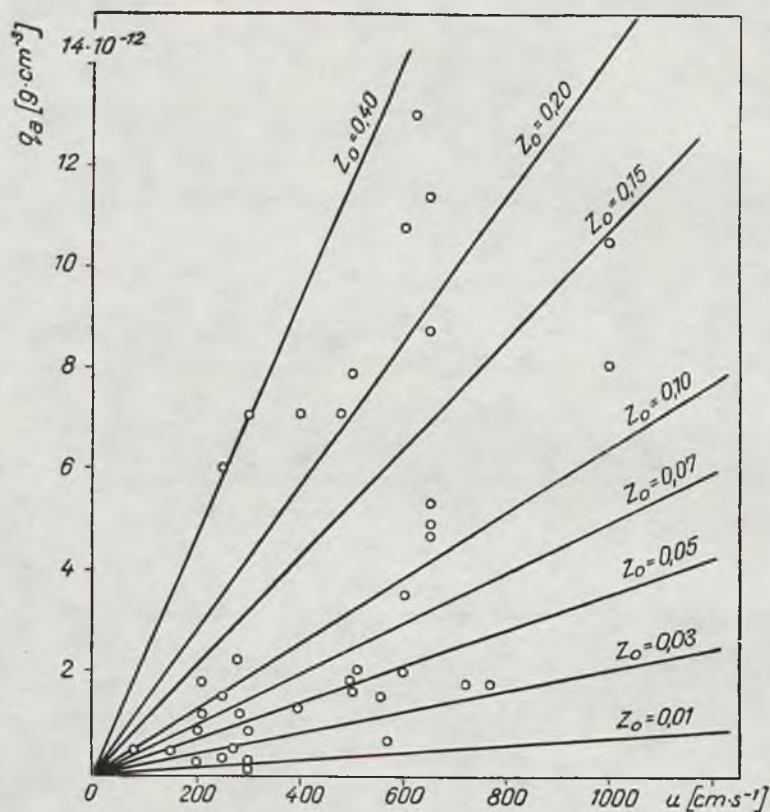




Ryc. 1. Eksperymentalna zależność wielkości  $q_a$  od prędkości wiatru  $u$ : a — w skali równomiernej, b — w skali półlogarytmicznej z krzywą obliczoną, według wzoru (9)

Fig. 1. Experimental dependence of the particle concentration  $q_a$  versus wind speed  $u$ : a — in regular scale, b — in logarithmic scale calculated, basing on the equation (9)

z ich wykresem w skali równomiernej (ryc. 1b) pozwala zauważyć, że charakter rozrzutu punktów eksperymentalnych dla zależności wartości  $q_a$  od parametru  $z_0$  jest raczej na obu wykresach nieco inny i wykazuje zależność liniową w skali nielogarytmicznej (ryc. 2).

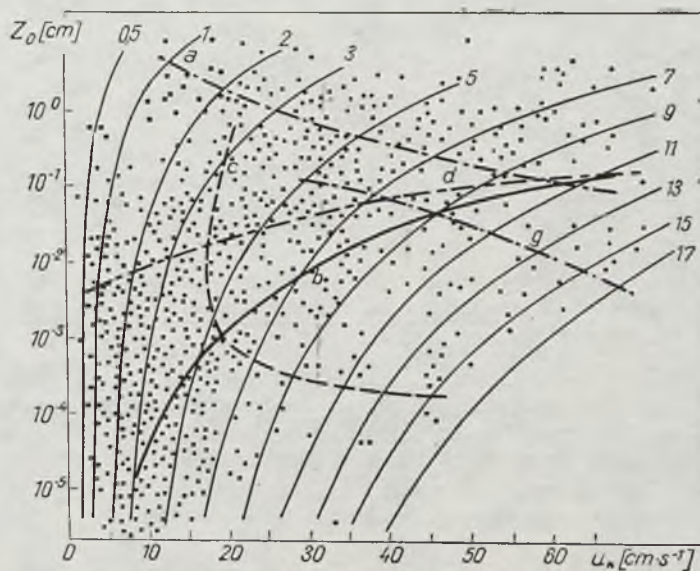


Ryc. 2. Obliczona na podstawie wyrażenie (9) zależność  $q_a$  od  $u$  dla szeregu wartości parametru szorstkości  $z_0$  — punktami zaznaczone są wartości zmierzone  
 Fig. 2. Particle concentration  $q_a$  vs  $u$  calculated after the equation (9) for several values of roughness parameter  $z_0$  — Dots indicate measured values

Wartości  $z_0$  stosowane przy analizie materiału na ryc. 2 obliczono na podstawie zmierzonych na morzu prędkości wiatru, przy czym korzystano z modelu J.Wu [19]. Można stwierdzić, że charakterystyczny dla takich zależności rozrzut punktów na ryc. 2 dowodzi istnienia związku między  $q_a$  i  $z_0$ , który jest tu wyrażony nie słabiej niż zależność  $q_a$  od  $u$ . Opierając się na równaniu (9), obliczono też przytoczone na ryc. 2 linie wzrostu wartości  $z_0$  dla zakładanych wielkości  $q_a$ . Przyjmowano przy tym, że prędkość wiatru zmienia się skokowo, co pozwoliło otrzymać szereg linii, dla których kąt nachylenia wzrasta w miarę wzrostu pręd-



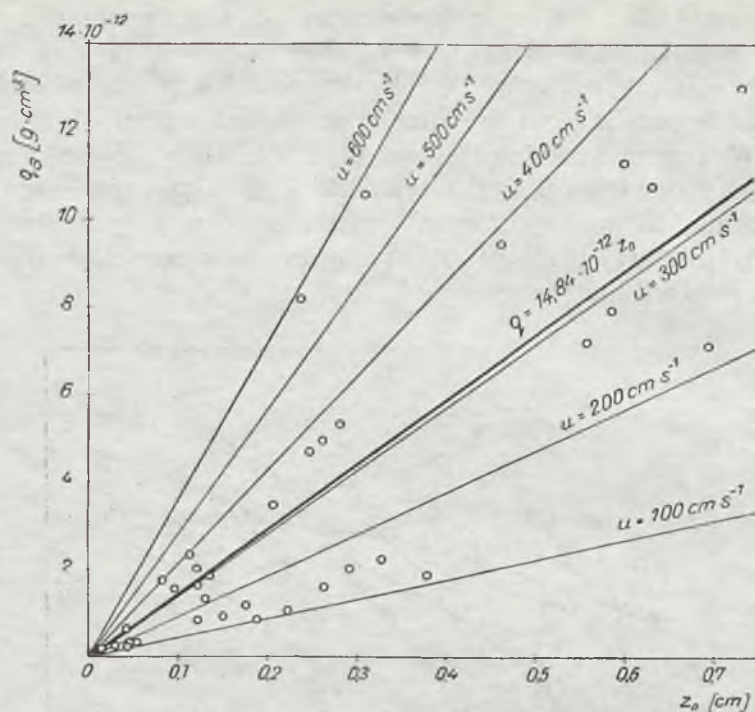
kości wiatru. Linie te są wykreślone na ryc. 2 w zestawieniu z eksperymentalną prostą zależności  $q_a$  od  $z_0$ , obliczoną metodą najmniejszych kwadratów. Należy zauważyć, że eksperymentalna prosta tej zależności odpowiada w przybliżeniu średnim prędkościom wiatru dla okresu pomiarów. Wykres przypomina również wyniki badania zależności  $z_0$  od  $u_*$  (ryc. 3), jakie otrzymał S.A. Kitajgorodski [13] na podstawie zestawienia danych pomiarów wielu autorów. Podobieństwo to dotyczy też zmiany kąta nachylenia krzywych dla grup punktów rozrzuconych dookoła wzrastających prędkości wiatru.



Ryc. 3. Zależność parametru szorstkości  $z_0$  od prędkości tarcia  $u_*$  (13). Cienkie krzywe odpowiadają logarytmicznemu prawu pionowego rozkładu średniej prędkości podanej u końców krzywych w  $m.s^{-1}$ ; krzywe z literami a, b, c, d, g przedstawiają proponowane przez różnych autorów zależności  $z_0(u_*)$ .

Fig. 3. Roughness parameter  $z_0$  vs friction velocity  $u_*$  [13]. Thin curves refer to logarithmic low of vertical mean wind speed distribution ( $u_*$  values are shown at the ends of curves in  $m.s^{-1}$ ); curves with letters a, b, c, d, g show the  $z_0(u_*)$  dependence as proposed by various authors

Analogicznie jak na ryc. 2 obliczono na podstawie równania (9) linie wzrostu  $q_a$  przy założeniu zwiększających się prędkości wiatru i skokowo różnych wielkości parametru  $z_0$ . Otrzymano w ten sposób też szereg prostych (ryc. 4) nachylonych do osi odciętych pod pewnym kątem, który jest coraz większy w miarę jak  $z_0$  wzrasta. Linie te na ryc. 4 wykreślono na tle powyżej przytoczonych (ryc. 1a) eksperymentalnych punktów zależności  $q_a$  od  $u$ .



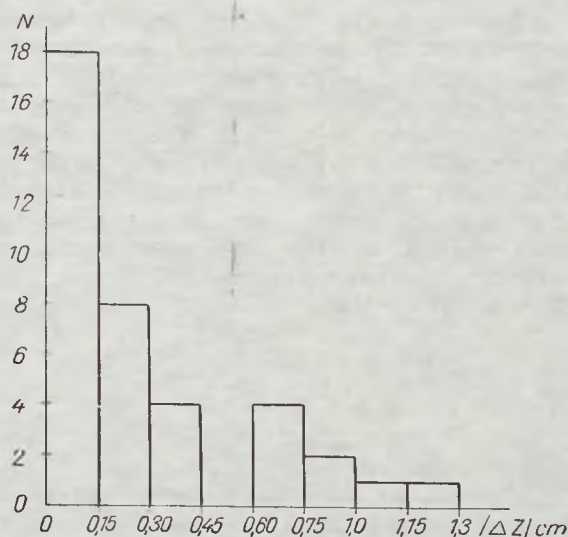
Ryc. 4. Wykres mający znaczenie nomogramu pozwalającego wyznaczyć parametr szorstkości  $z_0$  na podstawie danych pomiarów wielkości  $q_a$  i prędkości wiatru  $u$  — pęk cienkich prostych przedstawia zależność wielkości  $q_a$  od  $z_0$  obliczoną na podstawie wzoru (9) dla szeregu wartości  $u$ ; grubsza linia została wyprowadzona metodą najmniejszych kwadratów dla punktów odpowiadających zmierzonym wartościom

Fig. 4. Diagram which can be used as a nomogram to evaluate the roughness parameter  $z_0$  basing on measurement data of  $q_a$  and  $u$  values. The bunch of thin straight lines shows the dependence calculated after the equation (9) for several  $u$  values; thick line is calculated using the least square method for the dots referring to measured values

Obliczone za pomocą równania (9) wartości  $z'_0$ , odbiegając od ustalonych z modelu zależności  $z_0$  od  $u$  [19], stanowią różnicę  $\Delta z_0 = z_0 - z'_0$ . Badając rozkład częstotliwości  $\Delta z_0$ , otrzymano histogram przedstawiony na ryc. 5. Dla wartości  $P(\Delta z_0) = 0$  byłby to rozkład mający postać rozkładu asymptotycznie normalnego. Wyniki przy tym świadczą o dominowaniu niedużych wartości  $\Delta z_0$ , co jednak jeszcze nie dowodzi słuszności hipotezy. Chodzi o to, że sam układ odniesienia w postaci modelowej krzywej zależności  $z_0$  od  $u$  nie posiada wartości bezwzględnej i właśnie potrzebuje korekcji. Jak już pokazaliśmy na wstępie, prędkość wiatru nie może być jedynym decydującym parametrem w procesach współoddziaływania atmosfery i morza, czego powodem jest niejednoznaczny



jego związek fizyczny z charakterem falowania. Z analizy około tysiąca danych wynika, że wielkość  $z_0$  dla morza waha się w granicach  $10^{-5} \div \pm 10$  cm [13]. Statystyczny niezależnie od pomiarów charakter rozrzutu zależności  $z_0$  od  $u$  wykazuje, że uzasadnione może być uśrednianie danych według zbiorów sytuacji w zależności od stadia rozwoju falowania. Toteż serie krzywych na ryc. 2 i 4 opisujące zależność  $z_0$  od  $u$  i od  $q_a$  w różnych przedziałach wartości  $u$  nie przeczą powyższemu stwierdzeniu. Świadczą one o słuszności generalnych założeń w proponowanej metodzie wykorzystania wielkości  $q_a$  — koncentracji soli morskich nad powierzchnią morza do uściślenia zależności  $z_0$  od  $u$ . Celowe jest więc przypisywanie w tym przypadku wartości  $q_a$  roli wielkości korekcyjnej.



Ryc. 5. Histogram rozkładu odchyień ( $\Delta z_0 \equiv z_0 - z'_0$ ) wielkości parametru  $z_0$ , wyznaczonych zgodnie z nomogramem na ryc. 4, od wielkości  $z_0$  ustalonych z modelu zależności  $z'_0$  od  $u$

Fig. 5. Histogram of the ( $\Delta z_0 \equiv z_0 - z'_0$ ) distribution here  $z_0$ : values are found using the nomogram shown in Fig 4,  $z'_0$  values are estimated basing on the model of  $z_0$  ( $u$ ) dependence

Jakkolwiek Morze Bałtyckie nie sprzyja lepszemu udokumentowaniu proponowanej metody, to jednak wyniki jakie zostały w niniejszej pracy uzyskane w tych skrajnie niekorzystnych warunkach, są w zasadzie pozytywne i raczej przemawiają za słusznością koncepcji takich badań. Mogą one torować drogę ku uzyskaniu bardziej ścisłych zależności opisujących wymianę substancji między atmosferą a morzem. Na razie badania te mają na celu lepsze poznanie warunków wymiany panujących na Bałtyku.

CZESŁAW GARBALEWSKI  
HENRYKA BEREK

Institute of Meteorology and Water Economy  
Maritime Branch — Gdynia

ON THE POSSIBILITY OF USING SEA-SALT NUCLEI  
IN THE ATMOSPHERE TO EVALUATE THE ROUGHNESS  
PARAMETER OF THE SEA SURFACE

Summary

Basing on the experimental results the dependence of sea-salt nuclei concentration in the near water atmospheric layer over the Baltic Sea on the roughness parameter  $z_0$  of the sea surface was investigated. By eliminating the effect of the advection factor in the analysis one can prove the occurrence of local dependence of  $q_a$  upon  $z_0$  over the investigated basin (Fig. 2). The comparison of the experimental relationship  $q_a$  vs  $z_0$  with the calculated values of  $z_0$  for the typical sea-salt nuclei concentrations,  $g_a$  over the Baltic, under various wind speed conditions, points to the importance of  $q_a$  as a correction parameter in evaluating the dependence of  $z_0$  on wind speed (Fig. 4). It should be noted, however, that the Baltic Sea does not afford better evidence for the proposed method (because of low salinity), still the results are affirmative in substance.

LITERATURA

REFERENCES

1. Byzowa N.L., Machońko K.P., *O wzajemnejstwiu aerzola s podstilauszczej powierzchni, Izv. AN SSSR, Fiz. Atm. i Okieana*, 4, 1968, No 9, 1000—1003.
2. Chamberlain A.C., *Transport of Gases to and from Surfaces with Bluff and Wave-Like Roughness Elements*, *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, Vol. 94, 1968, No 401, 318—332.
3. Chamberlain A.C., *Transport of Lycopodium Spores and other Small Particles to Rough Surfaces*, *Proc. Roy. Soc. London* 1967, A, 196, 45.
4. Charnock H., *Wind Stress on a Water Surface*, *Quart. Roy. Met. Soc.*, Vol. 81, 1955, 3.
5. Csanady G.T., *Atmospheric Dispersal of Heavy Particles*, *Proc. First Canadian Conf. on Combustion and Fuel Techn.*, 1963, 299—309.
6. Garbalewski C., *On the Physical Characteristics of Marine Aerosols Depending on the Source Productivity and Transfer Processes*, *Int. Symp. on Chemistry of Sea/Air Partic. Exch. Proc.*, *Bull. de L'Union des Oceanogr. de France*, Nice 1973.
7. Garbalewski C., *Opriedielenije wielicziny paramietra szerochowatosti dla wzwolnowannoj powierzchni moria s ispolzowaniem jader morskoj soli*, *Symp. on Matem. Modeling of Ocean-Atm. Interaction. Bulg. Committee Oceanogr.*, Varna 1972.



8. Garbalewski C., *Promieniotwórcze nuklidy polonu i jądra soli morskiej jako wskaźniki wymiany pionowej zanieczyszczeń w układzie atmosfera-morze*, Prace IMGW, nr 2, 1974, 67—84.
9. Garbalewski C., Juśkiewicz A., *Duże i olbrzymie jądra soli morskiej w procesach związanych z wynoszeniem zanieczyszczeń z Bałtyku*, Przegl. Geofiz., t. XVII(XXV), 1972, z. 3—4, 225—237.
10. *Joint Group of Experts on the Scientific Aspects of Marine Pollution (GESAMP)*, Report of the IVth Session held at WMO Headquarters, Geneva 1972.
11. Junge C.E., *Air Chemistry and Radioactivity*, Academic Press, New York 1963.
12. Junge C.E., *Our Knowledge of the Physico-Chemistry of Aerosols in the Undisturbed Marine Environment*, J. Geophys. Res., Vol. 77, 1972, No 27, 5183—5200.
13. Kitajgorodski S.A., *Fizika wzaimodziejstwa atmosfery i okieana*, Gidrometizdat, Leningrad 1970.
14. Lajchtmán D.L., Snopkow V.G., *K woprosu o szerochowatosti morskoy powierchnosti*, Fiz. Atm. i Okieana, t. VI, 1970, nr 650—651.
15. Möller U., Schumann G., *Mechanism of Transport from the Atmosphere to the Earth's Surface*, J. Geophys. Res., Vol. 75, 1970, No 15, 3013—3019.
16. Priobrażenski L.J., *Rasczot koefficienta turbulentnogo obmiena w pri-powierchnostnom sloje woźducha nad moriem*, Fiz. Atm. i Okieana, t. V, 1969, No 6, 601—606.
17. Toba Joshiaki, Kunishi Hideaki, *Breaking of Wind Waves and the Sea Surface Wind Stress*, J. Oceanogr. Soc. Jap., 26, 1970, No 2, 71—80.
18. Woodcock A.H., *Salt Nuclei in Marine Air as a Function of Altitude and Wind Force*, J. Meteorol., No 10, 1953, 362—371.
19. Wu J., *Wind Stress and Surface Roughness at Air-Sea Interface*, J. Geophys. Res., Vol. 74, 1969, No 2, 444—455.
20. Zilitinkiewicz S.S., *Dinamika pogrnicznogo sloja atmosfery*, Gidrometizdat, Leningrad 1970.