8. Ostriker Gunn. «Appl. J.», 1969, **157**, 1395.
9. Мироновский В. Н. «Астрономический журнал», 1965, **42**, 977.
10. Грищук Л. П. In.: «Proc. of 8-th Texas Symp. on relat. astrophys». «Ann. N. Y. Acad. Sci» (in press).

Поступила в редакцию
14.6 1977 г.
Кафедра
астрофизики

УДК 532

Г. Е. Кононкова
К. В. Показеев

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИСПЕРСИОННОГО СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ СОСТАВЛЯЮЩИХ ЧАСТОТНОГО СПЕКТРА ВЕТРОВЫХ ВОЛН

В основе современной спектральной теории ветровых волн заложено предположение, что для каждой гармонической составляющей спектра выполняется дисперсионное соотношение, полученное в линейной теории потенциальных волн. Однако, поскольку развитие ветровых волн неразрывно связано с процессом формирования дрейфовых течений, то фазовая скорость спектральной составляющей должна зависеть не только от ее частоты, но и от параметров ветра. Теоретически вопрос о фазовой скорости волн в движущейся среде рассмотрен в [1]. В [1] рассмотрено распространение звуковых волн, но результаты можно распространить на волны на поверхности жидкости. В [2] на основе анализа радиосигналов, рассеянных взволнованной поверхностью, обнаружена зависимость фазовой скорости спектральных компонентов ветровых волн от скорости ветра, однако более детальных данных не приведено.

В настоящей работе выполнено экспериментальное исследование воздействия ветра на дисперсионное соотношение для спектральных составляющих и получены соответствующие эмпирические формулы. В нескольких точках вдоль оси аэрогидроканала, описанного в [3], производилась синхронная регистрация возвышений поверхности, созданных ветровыми волнами. Посредством взаимного спектрального анализа осциллограмм возвышений в двух точках, отстоящих на расстояний l друг от друга, вычислялись когерентность $\gamma^2(\omega)$ и угол сдвига фаз $\varphi(\omega)$ для спектральных составляющих колебаний поверхности в этих точках.

Значения $\varphi(\omega)$ и $\gamma^2(\omega)$ при двух расстояниях l представлены на рис. 1. При уменьшении расстояния l фазовый угол $\varphi(\omega)$ уменьшается, а когерентность растет. Достаточно высокие значения когерентности (0,8—0,9) процессов позволили проводить дальнейший анализ и определить по экспериментальным данным волновое число

$$k(\omega) = \frac{\varphi(\omega)}{l} \tag{1}$$

и фазовую скорость

$$c(\omega) = \frac{l\omega}{\varphi(\omega)}. \tag{2}$$

Погрешность в определении $c(\omega)$ и $k(\omega)$ зависит в основном от погрешности в определении $\varphi(\omega)$. Последняя определяется числом степеней свободы и величиной функции когерентности [4]. Для каждой частоты ω величина $\varphi(\omega)$ определялась при различных значениях l (2,3; 4; 6,3; 9,3 см) и находилось ее среднее значение. Это позволило более надежно определить волновое число и фазовую скорость.

Экспериментально найденные значения волнового числа и фазовой скорости, полученные при трех ветровых режимах, которые характеризуются величинами динамических скоростей $V_* = 20{,}8$; 63; 99 см/с, приведены на рис. 2 и рис. 3. Они отличаются от значений, рассчитанных по формулам линейной потенциальной теории волн на глубокой воде

$$\omega = \sqrt{gk}, \qquad c = \sqrt{\frac{g}{k}}. \tag{3}$$

Точки, соответствующие каждому ветровому режиму, образуют свою группу. При одной и той же частоте волновое число оказывается меньшим при больших скоростях ветра.

Эти результаты качественно согласуются с приведенной в [1] формулой для частоты волны, распространяющейся в движущейся среде и наблюдаемой в неподвижной системе отсчета:

$$\omega = ck + Uk, \tag{4}$$

где U — скорость однородного течения. Однако дрейфовое течение не однородно по глубине, поэтому в формуле [4] применительно к результатам нашего эксперимента не ясно, что взять за скорость U. Оказалось, что экспериментальные точки довольно хорошо ложатся на рассчитанные по формуле (4) кривые, если в качестве скорости течения U принять

$$U_0 = 0,6V_*, \tag{5}$$

а c выразить из (3). Тогда

$$\omega = \sqrt{gk} + 0,6V_*k. \tag{6}$$

Величина U_0 совпадает, согласно [5], со скоростью дрейфового течения в тонком поверхностном слое.

Формула (6), выражающая дисперсионное соотношение для волн на поверхности воды, находящихся под действием ветра, может быть записана в других видах:

$$k(\omega) = 4\omega^2 g^{-1}\,[1 + (1 + 2,4V_*\omega g^{-1})^{1/2}]^{-2}, \tag{7}$$

$$c(\omega) = \sqrt{\frac{g}{k}} + 0,6V_* \tag{8}$$

или

$$c(\omega) = \frac{g}{2\omega}\,[1 + (1 + 2,4V_*\omega g^{-1})^{1/2}] + 0,6V_*. \tag{9}$$

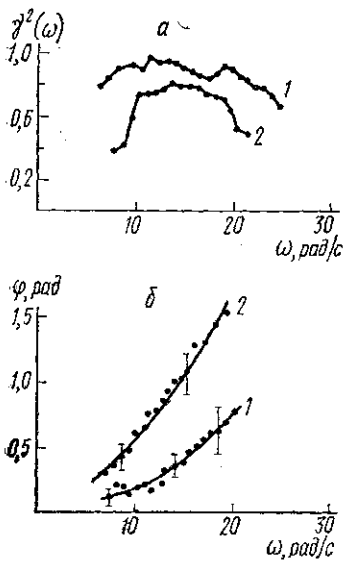

Рис. 1. Значения функции когерентности $\gamma^2(\omega)$ (*а*) и функции фазового сдвига $\varphi(\omega)$ (*б*) для значений *l*: *1* — 2,3 и *2* — 9,3 см

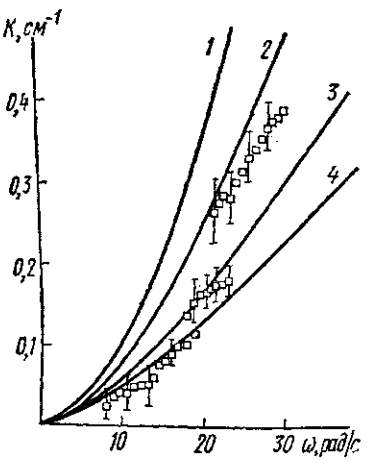

Рис. 2. Зависимость $k(\omega)$; кривые рассчитаны по формуле (7) при V_*: *1* — 0, *2* — 20,8, *3* — 63, *4* — 99 см/с

На рис. 2 показаны значения волнового числа, определенные экспериментально при трех значениях динамической скорости воздушного потока, и кривые, рассчитанные

по формуле (7). Экспериментальные точки достаточно хорошо ложатся на расчетные кривые.

На рис. 3 приведены экспериментальные значения фазовой скорости спектральных компонентов и рассчитанные по формулам (8) и (9). Эксперимент показал, что фазовая скорость существенно зависит от динамической скорости воздушного потока, увеличиваясь с ее ростом.

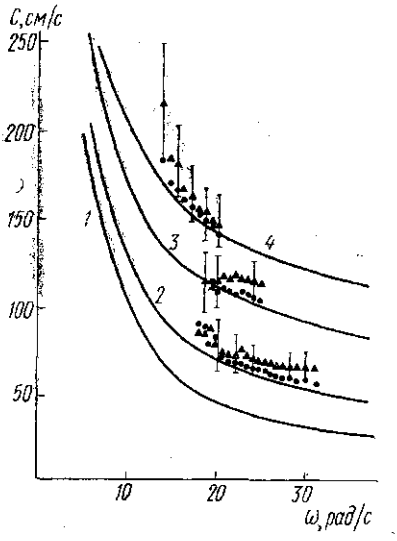

Рис. 3. Зависимость $c(\omega)$; кривые 1—4 рассчитаны по формуле (9) при $V_*=0$; 20,8; 63; 99 см/с соответственно. Треугольнички означают экспериментальные значения (формула (2)), точки — расчет по формуле (8), в которую входили экспериментально определенные (формула (1)) значения k

Эмпирические формулы (7), (8), (9) позволяют оценить влияние динамической скорости воздуха на дисперсионное соотношение для компонентов частотного спектра волн в начальной стадии развития $\left(\frac{c}{V_*} \sim 1\right)$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. М., 1954.
2. Wright J. W., Keller W. C. «The physics of fluid», 1971, **14**, N 3, 466.
3. Кононкова Г. Е. Динамика морских волн. Изд-во МГУ, 1969.
4. Stegen G. R., Van Atta C. W. «J. Fluid Mech.», 1971, **42**, N 4, 689.
5. Wu J. «J. Fluid Mech.», 1975, **68**, N 1, 49.

Поступила в редакцию
8.7 1977 г.
Кафедра
физики моря и вод суши

УДК 621.384.6.01

Ю. А. Пирогов

ТОЧНОЕ РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЯ ПУАССОНА ДЛЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПОТОКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

В последнее время особый интерес проявляется к режимам пространственного заряда в интенсивных релятивистских потоках, которые стали широко применяться в ускорителях заряженных частиц для генерирования мощных излучений сантиметровых, миллиметровых и субмиллиметровых волн. Поэтому знание точного аналитического решения уравнения Пуассона в форме, удобной для нахождения предельных режимов токопрохождения, представляется необходимым и весьма полезным. Ранее было найдено точное решение для одномерного потока частиц, справедливое для участков разгона заряженных частиц от нулевых скоростей до релятивистских [1]. В настоящем сообщении получено точное аналитическое решение одномерного уравнения Пуассона,