

УДК 532.59.013.4

## О ВОЗНИКНОВЕНИИ И РАЗВИТИИ ВЕТРОВОГО ВОЛНЕНИЯ

ГЕРЦЕНШТЕЙН С. Я., РОМАШОВА Н. Б., ЧЕРНЯВСКИЙ В. М.

В рамках двумерной невязкой модели Эйлера рассматривается линейная и нелинейная устойчивость ветрового потока над водной поверхностью. Учитываются ненулевые градиенты скорости в приповерхностных слоях воздуха и воды. Задача решается методом Бубнова – Галеркина с использованием метода Фурье и обобщенного метода Рэлея.

В модели Кельвина – Гельмгольца [1] предполагается, что скорость ветра постоянна по высоте и задача рассматривается в рамках потенциальной модели. При этом неустойчивость обнаруживается при скоростях ветра около 6 м/с, что находится в резком противоречии с известными экспериментальными данными, в которых неустойчивость наблюдается по крайней мере при скорости ветра около 1 м/с. Это противоречие было устранено в известных работах Майлса [2, 3], использовавшего асимптотические разложения в критическом слое – окрестности особой точки  $u_c$ , в которой скорость воздушного потока  $U(u_c)$  равна фазовой скорости распространения поверхностной волны. Влияние градиента скорости ветрового потока вблизи поверхности раздела было учтено и в [4], где профиль скорости аппроксимировался ломаной из двух звеньев. Эта модель, по-видимому, является одной из наиболее простых и достаточно эффективных, но вычисления в [4] проведены неточно. Эта неточность была исправлена в [5], где содержится также утверждение об эквивалентности результатов, полученных на основании метода Рэлея [6] при минимальном количестве участков ломаной, аппроксимирующей профиль скорости ветра, и асимптотического метода [3]. При большом количестве участков ломаной сходимость метода Рэлея доказана в линейном случае в [6], а в нелинейном и трехмерном случаях в [7].

В данной работе обобщенным методом Рэлея [6, 7] проводится исследование линейных и нелинейных механизмов генерации ветровых волн в широком диапазоне параметров, охватывающих значительную часть возможных скоростей ветра и соответствующих толщин приповерхностных пограничных слоев воздуха и воды. Учтено влияние дрейфового течения жидкости. Исследована устойчивость автомодельных ламинарных [8] и турбулентных [9] профилей скорости. Для широкого класса профилей скорости получены характерные масштабы, частоты, фазовые скорости распространения возмущений, критические скорости, начиная с которых ветровые волны нарастают, характерные времена и амплитуды ветровых волн. Значительное внимание уделено нелинейному взаимодействию разномасштабных возмущений. Рассмотрено развитие ветровых волн на фоне мелкомасштабной ряби, а также влияние крупномасштабных и низкочастотных составляющих на основной тон.

1. Основное течение, устойчивость которого будем исследовать, представим в виде двух плоскопараллельных потоков  $U^{(1)}(y)$  и  $U^{(2)}(y)$  с ненулевыми градиентами скорости. Введем в рассмотрение функции тока  $\psi^{(1)}(x, y, t)$  и  $\psi^{(2)}(x, y, t)$ , соответствующие возмущенным течениям выше и ниже поверхности раздела  $y = \zeta(x, t)$ .

Задача сводится при этом к

$$\begin{aligned} \psi_{yt}^{(j)} + U^{(j)} \psi_{yx}^{(j)} - U_v^{(j)} \psi_x^{(j)} + \psi_y^{(j)} \psi_{yx}^{(j)} - \psi_x^{(j)} \psi_{yv}^{(j)} &= -\frac{1}{\rho^{(j)}} P_x^{(j)} \\ -\psi_{xt}^{(j)} - U^{(j)} \psi_{xx}^{(j)} - \psi_v^{(j)} \psi_{xx}^{(j)} + \psi_x^{(j)} \psi_{xy}^{(j)} &= -\frac{1}{\rho^{(j)}} P_v^{(j)} - g \end{aligned} \quad (1.1)$$

$$U_v^{(j)} = du^{(j)}/dy, \quad j=1, 2$$

На поверхности раздела при  $y = \zeta(x, t)$  задаются обычные кинематиче-

ские и динамические условия

$$\zeta_i = -\zeta_x \psi_y^{(j)} - \psi_x^{(j)}, \quad j=1, 2 \quad (1.2)$$

$$P^{(2)} - P^{(1)} = \sigma K, \quad K = \zeta_{xx} (1 + \zeta_x^2)^{-3/2} \quad (1.3)$$

В (1.1)–(1.3)  $P^{(j)}(x, y, t)$  – давление,  $\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения. На бесконечности предполагается ограниченность искомых решений.

2. Первоначально проведем исследование устойчивости в линейном приближении. Продифференцируем по  $x$  условие (1.3)

$$P_x^{(1)} + P_y^{(1)} \zeta_x - P_x^{(2)} - P_y^{(2)} \zeta_x = \sigma K_x \quad (2.1)$$

Для решения задачи применим метод Рэлея. Следуя [6], профили скорости  $U^{(j)}(y)$  заменим ломаными  $U_n^{(j)}(y)$   $y \leq y_1^{(1)}$ ,  $U_1^{(1)}(y) = U^{(1)}(y_1^{(1)})$

$$y_{n-1}^{(1)} \leq y \leq y_n^{(1)}, \quad U_n^{(1)}(y) = U^{(1)}(y_{n-1}^{(1)}) + (y - y_{n-1}^{(1)}) \beta_n^{(1)} \quad (2.2)$$

$$\beta_n^{(1)} = (U^{(1)}(y_n^{(1)}) - U^{(1)}(y_{n-1}^{(1)})) / (y_n^{(1)} - y_{n-1}^{(1)}), \quad n=2, 3, \dots, N$$

Для  $U_n^{(2)}(y)$  формулы выписываются аналогично. Пусть

$$\psi^{(j)} = \varphi^{(j)}(y, t) e^{i\alpha x}, \quad \zeta = \eta(t) e^{i\alpha x}, \quad P^{(j)} = r^{(j)}(y, t) e^{i\alpha x}, \quad j=1, 2$$

Тогда, используя (2.2), в каждой из полос  $y_{n-1}^{(1)} \leq y \leq y_n^{(1)}$  получим

$$y \leq y_1^{(1)}, \quad \varphi_1^{(1)}(y) = \varphi^{(1)}(y) = A_1^{(1)} e^{\alpha y}$$

$$y_{n-1}^{(1)} \leq y \leq y_n^{(1)}, \quad \varphi_n^{(1)}(y) = \varphi_{n-1}^{(1)}(y) + A_n^{(1)} \operatorname{sh}(\alpha y - \alpha y_{n-1}^{(1)}) = \varphi^{(1)}(y)$$

$$y \geq y_1^{(2)}, \quad \varphi_1^{(2)}(y) = \varphi^{(2)}(y) = A_1^{(2)} e^{-\alpha y}$$

$$y_{n-1}^{(2)} \geq y \geq y_n^{(2)}, \quad \varphi_n^{(2)}(y) = \varphi^{(2)}(y) = \varphi_{n-1}^{(2)}(y) + A_n^{(2)} \operatorname{sh}(\alpha y - \alpha y_{n-1}^{(2)})$$

Требую непрерывности давлений при  $y = y_n^{(1)}$ ,  $n=1, 2, \dots, N-1$ , и при  $y = y_n^{(2)}$ ,  $n=1, 2, \dots, M-1$ , получим  $N+M-2$  уравнений. Подставляя выписанные выражения в динамические и кинематическое граничные условия при  $y = \zeta(x, t)$ , получим систему из  $N+M+1$  уравнений относительно неизвестных  $A_n^{(1)}$ ,  $A_m^{(2)}$  и  $\eta$ .

Линейные характеристики устойчивости (коэффициенты нарастания и др.) определялись как с помощью составления характеристического определителя и использования стандартной программы вычисления собственных значений линейной системы, так и с помощью прямого решения эволюционной задачи в рамках линеаризованной системы уравнений.

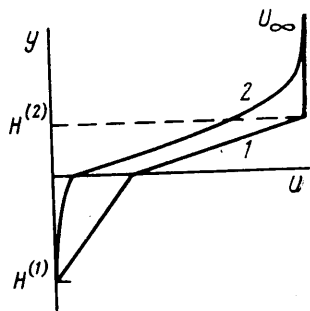
Исследовалась линейная устойчивость течений, характеризующихся профилями скорости трех типов: «простейшего», ламинарного [8] и турбулентного [9]. На фиг. 1 схематически изображена зависимость продольной компоненты скорости  $U$  от поперечной координаты  $y$  простейшего профиля (кривая 1), ламинарного профиля (кривая 2).

Простейший профиль скорости определяется значениями четырех параметров: скоростью воздушного потока  $U_\infty$ , характерной толщиной  $H^{(2)}$  воздушного потока, скоростью дрейфового течения жидкости  $U_0$  и толщиной  $H^{(1)}$  приповерхностного слоя жидкости. Исследование, основные результаты которого приведены на фиг. 2, 3, позволило выяснить влияние указанных величин в широком диапазоне их изменения. Расчеты выявили

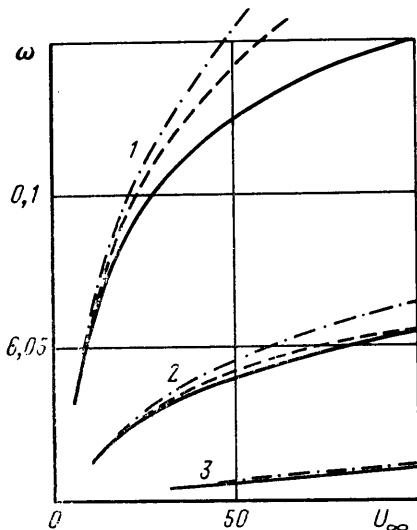
сильный рост максимального инкремента нарастания  $\omega$  при увеличении  $U_\infty$  и при уменьшении  $H^{(2)}$ . На фиг. 2 изображена зависимость  $\omega$  от  $U_\infty$  для трех значений  $H^{(2)}=100, 500, 5000$ , отмеченных номерами 1, 2, 3 соответственно (здесь и в дальнейшем все величины измеряются в системе единиц СГС). Различные типы кривых на фиг. 2 соответствуют различным значениям  $U_0, H^{(1)}$  (сплошная линия соответствует  $U_0=0,03U_\infty, H^{(1)}=100$ ; штрихпунктирная —  $U_0=0, H^{(1)}=100$ ; штриховая —  $U_0=0,03U_\infty, H^{(1)}=500$ ). На фиг. 3 изображена зависимость волнового числа  $\alpha$ , при котором инкремент нарастания максимален (при тех же параметрах, что и на фиг. 2). Видно, что  $\alpha$  увеличивается с уменьшением  $U_\infty$  и  $H^{(2)}$ . Наибольшее влияние  $U_0, H^{(1)}$  проявляется при больших значениях  $U_\infty$  и малых толщинах  $H^{(2)}$ . При большой толщине слоя воздуха ( $H^{(2)}\sim 5000$ ) их влияние оказывается несущественным.

Поведение кривых на фиг. 2, 3 показывает, что существенную роль играет величина приповерхностного градиента скорости в воде, так как увеличение  $U_0$ , так же как и уменьшение  $H^{(1)}$ , приводит к увеличению градиента скорости и схожему влиянию на характеристики устойчивости.

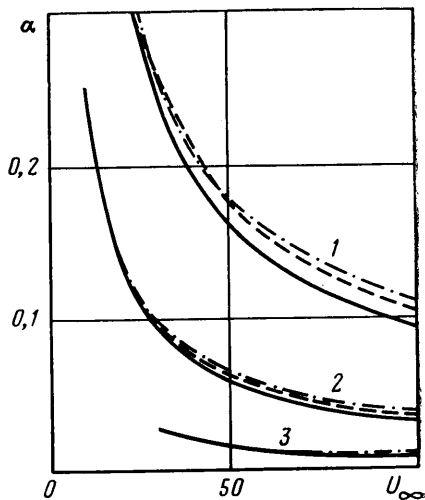
Исследование устойчивости ламинарных течений представляет интерес при сравнении с лабораторными экспериментами. Рассматривалась устойчивость вязкого ламинарного потока, полученного в [8] в рамках приближения пограничного слоя. Невозмущенный профиль скорости представляет собой две автомодельные функции  $u^{(j)}(\eta^{(j)})$ , сопряженные на невозму-



Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3

щенной горизонтальной границе раздела динамическими и кинематическими условиями (индекс  $j=1$  соответствует воде,  $j=2$  — воздуху). Устойчивость указанного течения изучалась при различных значениях числа Рейнольдса  $Re=U_\infty x_0/\nu^{(2)}$ , определенного по величине скорости воздуха  $U_\infty=u^{(2)}(\eta^{(2)})$  при  $\eta^{(2)}\rightarrow\infty$ , величине разгона  $x_0$  — расстоянию вниз по потоку от первоначально однородного распределения скорости, и вязкости воздуха  $\nu^{(2)}$ . Автомодельные переменные  $\eta^{(j)}=y\sqrt{U_\infty/x_0\nu^{(j)}}$  определены в

[8]. Профиль скорости  $u^{(j)}(\eta^{(j)})$  задается численно и аппроксимируется кусочно-линейной функцией  $U_n^{(j)}(y)$  при данных  $U_\infty$  и  $x_0$ .

Расчеты, проведенные при  $40 \leq U_\infty \leq 700$  и  $0,5 \leq x_0 \leq 1000$ , показали, что рассматриваемое течение является неустойчивым во всем диапазоне скоростей<sup>1</sup>. При  $U_\infty = 40$  область неустойчивости ограничена волновыми числами  $2,66 < \alpha < 2,72$ , а максимальный инкремент нарастания  $\omega \approx 0,3$ . С увеличением  $U_\infty$   $\omega$  растет примерно линейно с коэффициентом 0,3, характерные волновые числа уменьшаются, а фазовая скорость волны изменяется медленно (при изменении  $U_\infty$  от 100 до 200  $\alpha$  уменьшается в 2–2,5 раза). Величина разгона  $x_0$  также оказывается существенной. С увеличением  $x_0$  от 50 до 500  $\omega$  увеличивается примерно в 3 раза, а  $\alpha$  уменьшается вдвое.

Экспериментально наблюдаемые критические скорости набегающего потока ( $\sim 100$ ) [10, 11] оказываются завышенными по сравнению с теоретическими [2, 5]. Полученные данные позволяют объяснить это различие тем, что инкремент нарастания существенно увеличивается при увеличении скорости. Приведем числовой пример. При  $U_\infty = 40$  и  $x_0 = 0,5$  —  $\omega \approx 0,3$ ,  $\alpha \approx 2,7$ , фазовая скорость  $c \approx 24$  и амплитуда волны на расстоянии 50 см увеличиваются в 1,8 раза; при  $U_\infty = 100$  и  $x_0 = 0,5$  —  $\omega \approx 2$ ,  $\alpha \approx 1,7$ ,  $c \approx 26$  и на том же расстоянии амплитуда увеличивается в 55 раз.

Расчеты для турбулентного профиля скорости [9] показали рост максимальных инкрементов нарастания  $\omega$  в диапазоне от 0,12 до 0,42 и существенное уменьшение соответствующих волновых чисел от 0,18 до 0,05 при увеличении скорости ветра от 200 до 600. При этом профиль скорости аппроксимировался 16-звенной ломаной, что давало фактически точные собственные значения для исходного плавного профиля. При точном воспроизводстве приповерхностных градиентов скорости даже грубая 5-звенная аппроксимация профиля скорости позволяет правильно описывать спектральные характеристики — отличие от точного решения в рассмотренном диапазоне параметров составляет порядка 5%.

В данной модели развитие возмущений исследуется во времени, а не по пространству. Поэтому при сравнении с экспериментом также следует рассматривать эволюцию ветровых волн во времени. Сопоставление с экспериментом [12] при  $U_* = 30,3$  с использованием профиля [9] показывает, что полученное значение  $\omega$  с точностью 25% совпадает с экспериментальным. Сравнение с результатами расчетов [13] при  $U_* = 10$  показывает, что фазовые скорости различаются не более чем на 5%, а длины волн, соответствующие максимальному инкременту, — на 30%.

Подробный анализ области применимости подобных моделей приведен в обзорах [10, 11].

Интересно, что при достаточно малом градиенте скорости в приповерхностном слое воздуха дисперсионное уравнение дает лишь поверхностные гравитационные волны и так называемые волны потока [5], а, наоборот, при достаточно большом градиенте скорости преобладает неустойчивость Жельвина — Гельмгольца.

3. Значительный интерес представляет рассмотрение нелинейных эффектов, сопутствующих образованию ветровых волн. Следуя методу Рэля, обобщенному на нелинейный случай [7], профили скорости заменим ломаными  $U_n^{(j)}(y)$ . Выражение для поверхности раздела  $y = \xi(x, t)$  и функции тока выше и ниже поверхности раздела представим в следующем виде:

$$\xi(x, t) = \sum_{k=0}^N (\eta_{1k}(t) \cos \alpha k x + \eta_{2k}(t) \sin \alpha k x)$$

<sup>1</sup> Отчеты Института механики МГУ № 1977, 1977 г., № 2378, 1980 г., № 3206, 1985 г., № 3364, 1986 г.

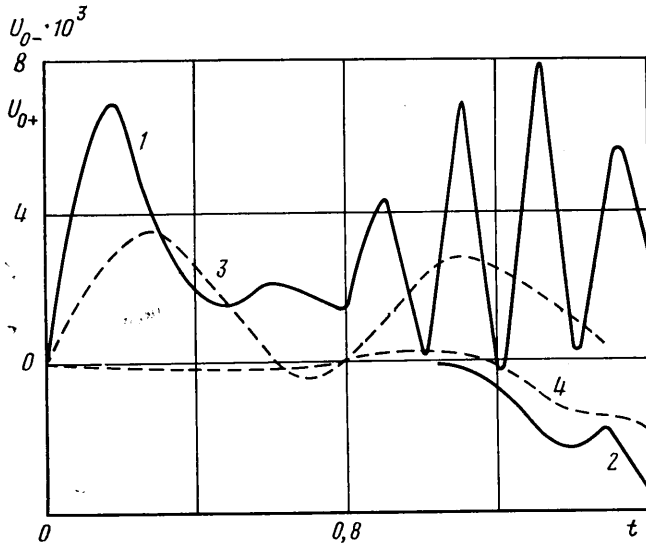
$$\psi^{(j)}(x, y, t) = \sum_{k=0}^N (\psi_{1k}^{(j)}(y, t) \cos \alpha k x + \psi_{2k}^{(j)}(y, t) \sin \alpha k x)$$

$$\psi_{lk}^{(j)}(y, t) = A_{lmk}^{(j)}(t) \exp[(-1)^{l+1} \alpha k y] + \sum_{m=2}^M A_{lmk}^{(j)}(t) \operatorname{sh}[\alpha k (y - y_{m-1}^{(j)})]$$

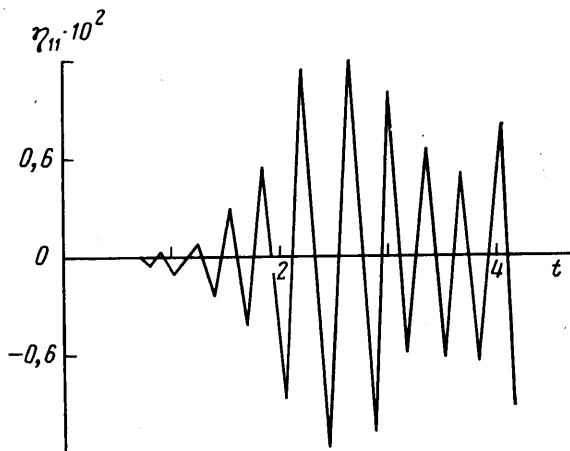
При  $y = y_m^{(j)}$  ставится условие непрерывности градиента  $P_x^{(j)}$ , выражение для  $P_x^{(j)}$  через  $\psi^{(j)}$  может быть получено непосредственно из уравнений Эйлера. Вторые производные аппроксимируются конечно-разностным способом [7]. Из условия непрерывности  $P_x^{(j)}$ , собирая коэффициенты при гармониках  $\cos \alpha k x$  и  $\sin \alpha k x$ , получим  $4(M-1)(N+1)$  уравнений.

На поверхности раздела при  $y = \zeta(x, t)$  ставятся обычные динамические и кинематические условия. При этом выражения вида  $\psi(x, \zeta(x, t), t)$  раскладываются в ряд Тейлора

$$\psi(x, \zeta, t) = \psi(x, 0, t) + \psi_y(x, 0, t) \zeta(x, t) + \dots$$



Фиг. 4



Фиг. 5

№	$\alpha$	$\eta_{11}(0)$	$\eta_{12}(0)$	$\eta_{13}(0)$	$\eta_{14}(0)$
1	0,2	$10^{-3}$	0	0	0
2	0,2	$10^{-3}$	0	0	$10^{-2}$
3	0,066	$10^{-6}$	0	$10^{-3}$	0
4	0,066	$10^{-2}$	0	$10^{-3}$	0
5	0,066	$10^{-6}$	0	$10^{-3}$	$10^{-2}$
6	0,266	$10^{-3}$	0	$10^{-2}$	0
7	0,066	$10^{-3}$	0	$10^{-3}$	0

Подставляя выражения для  $\psi$  и  $\zeta$  в граничные условия и приравняв сумму коэффициентов при гармониках  $\cos \alpha kx$  и  $\sin \alpha kx$ ,  $k=0, 1, \dots, N$ , получим недостающие  $6(N+1)$  уравнений.

Так как в линейной теории метод Рэлея уже при  $N=1$  позволяет получить вполне удовлетворительные результаты, то первые расчеты по нелинейной модели были проведены также при  $N=1$ .

Расчеты, проведенные при  $U_\infty=200$ ,  $\alpha=0,67$ ,  $U_0=4$ ,  $y_1^{(1)}=y_1^{(2)}=0,37$ ,  $\zeta(x, 0)=0,01 \cos \alpha x$ , показали, в частности, некоторое замедление роста волн по сравнению с линейной теорией. Синусоидальная форма при этом искажается таким образом, что образуются как бы наклонные гребни. Форму поверхности раздела на начальной стадии нелинейного развития можно приближенно представить в виде

$$\zeta = b_1 \cos \alpha x + b_2 \sin 2\alpha x$$

При  $b_1 > 0$ ,  $b_2 > 0$ ,  $b_2 \ll b_1$  это выражение для  $\zeta$  дает более крутой передний фронт волны (область с отрицательной производной  $\zeta_x$  уменьшается) и более пологий задний фронт (область с положительной производной  $\zeta_x$  увеличивается). Существенно, что нелинейные эффекты нарастают достаточно интенсивно: за два—три периода колебаний основной волны нелинейная поправка  $b_2 \sin 2\alpha x$  в рассматриваемом варианте достигает величины порядка  $0,1b_1$ . При этом вблизи поверхности раздела скорость осредненного по  $x$  течения в воздухе уменьшается, а в воде увеличивается. Таким образом, за счет нелинейных эффектов происходит дополнительное увлечение скорости жидкости «под ветром» и «сглаживание» основного профиля скорости (фиг. 4, кривые 1 и 2 —  $U_\infty=600$ ,  $\alpha=0,2$ ,  $\eta_{11}(0)=10^{-3}$ ,  $\eta_{14}(0)=10^{-2}$ ,  $x_0=50$ ,  $N=4$ ; кривые 3 и 4 —  $\alpha=0,066$ ,  $U_\infty=600$ ,  $\eta_{11}(0)=10^{-3}$ ,  $\eta_{13}(0)=10^{-3}$ ,  $N=4$ ; кривые 1, 3 для  $U_0=\psi_y^{(1)}(0)$ , кривые 2, 4 для  $U_0=\psi_y^{(2)}(0)$ ).

Осредненная поправка к основной скорости колеблется с частотой порядка частоты первой гармоники (фиг. 4), а первая гармоника в свою очередь оказывается промодулированной низкочастотной составляющей (фиг. 5).

Значительное внимание при проведении численных расчетов уделялось исследованию нелинейного взаимодействия возмущений.

Расчеты проводились при  $x_0=50$ ,  $U_\infty=600$ ,  $N=4$  для вариантов, представленных в таблице.

Сопоставлялось нелинейное развитие ветровых волн на фоне мелко-масштабных возмущений (вариант 2) с обычным случаем — без мелко-масштабных возмущений (вариант 1). Влияние коротковолновых возмущений сводится в основном к их воздействию на профиль осредненной (по продольной координате) скорости. Профиль скорости за счет нелинейного взаимодействия «сглаживается» менее интенсивно. Так, максимальное значение нелинейной поправки к дрейфовой скорости в воде  $U_0$  (при  $y=0$ ) уменьшилось примерно в 5 раз. Проведенные расчеты показали также сильную неустойчивость рассматриваемых ветровых волн конечной амплитуды по отношению к длинноволновым возмущениям (вариант 3): за время, равное примерно трем периодам колебаний основной волны,

амплитуда длинноволнового возмущения выросла приблизительно в  $10^4$  раз.

При этом увеличение начальной амплитуды длинноволновых возмущений приводит к значительному ускорению «сглаживания» осредненного профиля скорости. Так, при уменьшении начальной амплитуды длинноволновых возмущений от  $10^{-2}$  до  $10^{-3}$  (варианты 4 и 7) характерные значения нелинейных поправок к скорости в воздухе  $U_{0+}$  и в воде  $U_{0-}$  уменьшаются примерно на порядок; при дальнейшем уменьшении этой амплитуды до  $10^{-6}$ , поправки  $U_{0-}$ ,  $U_{0+}$  уменьшаются примерно на три порядка (варианты 7 и 3).

Введение интенсивных коротковолновых возмущений при наличии в спектре длинноволновых составляющих (вариант 5) приводит к сильному увеличению нелинейных поправок  $U_{0-}$ ,  $U_{0+}$  (примерно на три порядка по сравнению с вариантом 3).

В данных расчетах прослеживается также одно из наиболее интересных нелинейных явлений — низкочастотная модуляция ветровых волн конечной амплитуды, например в варианте 2 период низкочастотных модуляций составляет приблизительно шесть периодов колебаний основной волны. При увеличении числа гармоник и звеньев ломаных это явление качественно не изменяется. Отметим, что период низкочастотной модуляции связан, по-видимому, с характерными размерами «погранслоевых приповерхностных зон», изменение которых и приводит к соответствующему изменению периода низкочастотной модуляции.

Коротко упомянем о проведенных исследованиях методического характера. Расчеты, выполненные в рассмотренном диапазоне параметров, показали, что начальная стадия нелинейной эволюции ветровых волн на четырех—пяти периодах колебаний основной гармоники, соответствующей максимальному коэффициенту усиления, описывается достаточно точно при учете двух гармоник и шести участков ломаной. С увеличением числа гармоник и участков аппроксимации качественные выводы остаются неизменными, количественные изменения не превышают 20%. Дальнейшее нелинейное развитие возмущений во времени требует, вообще говоря, все более подробной аппроксимации основного профиля скорости и учета большего количества гармоник.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ламб Х. Гидродинамика. М.; Л.: Гостехиздат, 1947. 928 с.
2. Miles J. W. On the generation of surface waves by shear flows // J. Fluid Mech. 1957. V. 3. Pt 2. P. 185—204.
3. Miles J. W. A note on the interaction between surface waves and wind profiles // J. Fluid Mech. 1965. V. 22. Pt 4. P. 823—827.
4. Чан Ван Чан. Применение метода Рэлея к задаче генерации поверхностных волн на глубокой воде ветром // Изв. АН СССР. МЖГ. 1977. № 6. С. 154—157.
5. Езерский А. Б., Степаняц Ю. А., Цимринг Л. Ш. О роли волн отрицательной энергии при неустойчивости водной поверхности, обдуваемой воздушным потоком: Препринт № 16. Горький: Ин-т прикл. физики АН СССР, 1981. 10 с.
6. Герценштейн С. Я. О сходимости метода Рэлея // Докл. АН СССР. 1969. Т. 187. № 5. С. 1012—1015.
7. Герценштейн С. Я. О применении метода Рэлея к нелинейным и трехмерным задачам // Докл. АН СССР. 1976. Т. 231. № 6. С. 1319—1322.
8. Lock R. C. The velocity distribution in the laminar boundary layer between parallel streams // Quart. Mech. and appl. Math. 1951. V. 4. Pt 1. P. 42—63.
9. Akylas T. R. A note on the generation of surface waves by inviscid shear flows // Wave Motion. 1984. V. 6. № 2. P. 141—148.
10. Макин В. К., Чаликов Д. В. Лабораторные исследования ветрового волнения // Океанология. 1980. Т. 20. Вып. 5. С. 806—817.
11. Коноккова Г. Е., Показеев К. В. Динамика морских волн. М.: Изд-во МГУ, 1985. 297 с.
12. Mitsuyasi H., Rikiishi K. The growth of duration-limited wind waves // J. Fluid Mech. 1978. V. 85. Pt 4. P. 705—730.
13. Valenzuela G. R. The growth of gravity-capillary waves in a coupled shear flow // J. Fluid Mech. 1976. V. 76. Pt 2. P. 229—250.

Москва

Поступила в редакцию  
17.X.1986