

Из сравнительного анализа следует, что учет сдвига скорости приводит к изменению угловой ширины зоны основных волновых возмущений, уменьшению амплитуд внутренних волн, существенному изменению вертикальной структуры поля подветренных волн. В сдвиговом потоке основной вклад в суммарное поле дают более высокие моды, чем в бессдвиговом. Последнее замечание согласуется с выводом о возможности доминирования высших мод в суммарном волновом движении, сделанном в [11] на основе анализа данных наблюдений в экваториальной зоне Индийского океана.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бежанов К. А., Заец П. Г., Онуфриев А. Т., Тер-Крикоров А. М. Пространственная задача обтекания неровности дна потоком экспоненциально стратифицированной жидкости конечной глубины // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1990.— № 3.
2. Веденьков В. Е., Санников В. Ф. Ближнее поле пространственных внутренних волн, генерируемых возмущениями в стратифицированном потоке // Тр. науч.-техн. конф. «Эксперимент. и теорет. исследования волновых процессов в океане и использование их результатов для нужд народного хоз-ва», Севастополь, 28—30 ноября 1984/Мор. гидрофиз. ин-т АН УССР.— Севастополь, 1985.— Деп. в ВИНТИ 12.06.85, № 4133—85.
3. Суворов А. М. Стационарные трехмерные волны в потоке стратифицированной жидкости со сдвигом скорости // Изв. АН СССР. ФАО.— 1981.— № 8.
4. Sturova I. V. Topographically generated three-dimensional internal waves in a shear flow // 2nd Intern. Symp. Stratified Flows, Trondheim, Norway, June, 1980.— Trondheim, s. a.
5. Miles J. W. On the stability of heterogeneous shear flow // J. Fluid Mech.— 1961.— V. 10, pt 4.
6. Маркушевич А. И. Краткий курс теории аналитических функций.— М.: Наука, 1978.
7. Левитан Б. М., Саргсян И. С. Введение в спектральную теорию.— М.: Наука, 1970.
8. Smith R. B. Linear theory of stratified hydrostatic flow past an isolated mountain // Tellus.— 1980.— V. 32, N 4.
9. Веденьков В. Е., Антонова О. А. Длинные волны от движущихся барических возмущений в непрерывно стратифицированной жидкости // Поверхностные и внутренние волны в океане/Мор. гидрофиз. ин-т АН УССР.— Севастополь, 1987.— Деп. в ВИНТИ 11.06.87, № 4266—В87.
10. Wu D. M., Wu T. Y. Three-dimensional nonlinear long waves due to moving surface pressure // 14th Symp. on Naval Hydrodynamics, Michigan, 1982: Proc.
11. Букатов А. Е., Кушнир А. М., Смирнов Г. В. и др. Внутренние волны приливного периода в экваториальной зоне Индийского океана // Океанология.— 1978.— Т. 18, вып. 5.

г. Севастополь

Поступила 16/X 1991 г.,
в окончательном варианте — 17/XII 1991 г.

УДК 532.59

Б. Е. Протопопов

ГЕНЕРАЦИЯ СОЛИТОНОВ ВВЕРХ ПО ПОТОКУ: ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ЗАВИСИМОСТИ ОТ КЛЮЧЕВЫХ ПАРАМЕТРОВ

В последнее время повышенное внимание исследователей привлекает обнаруженное недавно явление — способность движущегося по поверхности жидкости источника возмущения генерировать волны солитонного вида, убегающие вперед по направлению движения этого источника [1—6]. Анализ процесса генерации солитонов представляет собой довольно трудную задачу, поскольку требует использования достаточно сложных математических моделей, учитывающих как нелинейность, так и дисперсию волн (в своеобразном балансе этих эффектов и кроется механизм яв-

© Б. Е. Протопопов, 1993

ления). Поэтому среди методов изучения данного процесса преобладает численный эксперимент.

Другой фактор, осложняющий проблему, — большое количество определяющих параметров: помимо горизонтальной координаты x (движение предполагается плоскопараллельным и зависящим от глубины лишь осредненно) и времени t сюда входят ускорение силы тяжести g , плотность ρ и глубина $h = \text{const}$ жидкости, а также параметры, характеризующие источник возмущения. В качестве последнего рассмотрим область поверхностного давления $p(x, t)$, которую зададим подобно [1—6] в виде

$$p(x, t) = \Gamma_0(\xi) = \begin{cases} p_m \cos^2(\pi\xi/2), & |\xi| \leq 1, \\ 0, & |\xi| > 1 \end{cases}$$

($\xi = (x - ct)/l$ — локальная координата в подвижной системе отсчета, связанной с источником возмущения). Таким образом, область давления характеризуется скоростью ее движения $c = \text{const}$, максимальным отклонением от нуля $p_m = p_0(0)$ (равным $\max p_0(\xi)$ при $p_m > 0$) и эффективной длиной $l = f/p_m$, где f — суммарное давление на поверхность жидкости (в дальнейшем используется в качестве определяющего параметра вместо p_m):

$$f = \int_{-\infty}^{\infty} p(x, t) dx = l \int_{-1}^1 p_0(\xi) d\xi.$$

Переходя к безразмерным переменным путем масштабирования всех величин на одночлены $\rho^\beta g^\gamma h^\delta$ с соответствующими показателями β, γ, δ и сохраняя при этом прежние обозначения, получим в новых переменных $\rho = g = h = 1$, а все искомые величины будут функциями от c, l, f (в дополнение к зависимости от координат x, t).

По причине трехмерности пространства определяющих параметров численный анализ процесса генерации солитонов является весьма трудоемким и на текущий момент далеким от завершения. Имеющуюся информацию по вопросу зависимости рассматриваемого процесса от внешних условий [1—6] можно существенно дополнить, чему и посвящена настоящая работа.

1. Математическая формулировка и алгоритм расчета задачи. Исследуемый процесс генерации солитонов моделируется в рамках обобщенного приближения Буссинеска [1, 3]. Искомые функции — возвышение свободной поверхности $\eta(x, t)$ и осредненная по глубине горизонтальная компонента скорости $u(x, t)$, их эволюция подчинена уравнениям (буквенные индексы означают частное дифференцирование по соответствующим переменным)

$$(1.1) \quad \eta_t + [(1 + \eta)u]_x = 0, \quad u_t + uu_x + \eta_x + p_x = (1/3)u_{txx}$$

с начальными данными

$$(1.2) \quad \eta = \eta_0(x), \quad u = u_0(x) \quad \text{при } t = 0.$$

Модель получена при следующих предположениях относительно характерных значений амплитуды α и длины λ изучаемых волн [1, 3]:

$$(1.3) \quad \alpha \ll 1, \quad \lambda \gg 1, \quad \alpha\lambda^2 = O(1).$$

Для удобства построения разностной схемы систему уравнений (1.1), (1.2) целесообразно переписать в виде

$$(1.4) \quad \eta_t + q_x = 0, \quad w_t + s_x = 0;$$

$$(1.5) \quad \eta = \eta_0(x), \quad w = w_0(x) \quad \text{при } t = 0,$$

где

$$(1.6) \quad q(x, t) = (1 + \eta)u;$$

$$(1.7) \quad w(x, t) = u - (1/3)u_{xx};$$

$$(1.8) \quad s(x, t) = (1/2)u^2 + \eta + p,$$

а начальная функция $w_0(x)$ определяется по $u_0(x)$ согласно (1.7). Первоначально жидкость покоится, т. е.

$$\eta_0(x) \equiv -p(x, 0), w_0(x) \equiv 0 (\leftarrow u_0(x) \equiv 0).$$

Для проведения расчетов необходимо ограничить интервал изменения переменной x ($-l_1 \leq x \leq l_2$) с постановкой соответствующих краевых условий. В данном случае боковые границы считаются непроницаемыми:

$$(1.9) \quad u = 0 \quad \text{при } x = -l_1, x = l_2;$$

$$(1.10) \quad q = 0 \quad \text{при } x = -l_1, x = l_2.$$

Условия (1.9), (1.10) можно трактовать как сохранение первоначального покоя жидкости вдали от источника возмущения, имеющее место ввиду конечности скорости распространения волн. Это справедливо лишь до некоторого момента времени, определяемого выбранными значениями l_1 и l_2 (здесь $l_1 = 2$, $l_2 = 178$).

Алгоритм численного решения задачи (1.4)–(1.10) строится методом конечных разностей. Дискретизация по времени осуществляется по неявной схеме Кранка — Николсона

$$\eta_1^{n+1, k+1} + \frac{\Delta t}{2} g_x^{n+1, k} = \eta_1^n - \frac{\Delta t}{2} g_x^n, w^{n+1, k+1} + \frac{\Delta t}{2} s_x^{n+1, k} = w^n - \frac{\Delta t}{2} s_x^n$$

(Δt — шаг по t , первый верхний индекс — номер шага по времени, второй — номер итерации). Итерационный процесс на каждом временном слое необходим в силу неявности схемы и нелинейности зависимостей (1.6), (1.8).

Дискретизация по пространственной переменной производится на сетке с разнесенными узлами, а именно: используются сеточные функции $\eta_{i-1/2}$, $s_{i-1/2}$, $p_{i-1/2}$ ($i = 1, \dots, M$), w_i ($i = 1, \dots, M-1$), q_i , u_i ($i = 0, \dots, M$). Здесь f_v означает $f(x_v)$ ($x_v = -l_1 + v\Delta x$, $\Delta x = (l_1 + l_2)/M$ — шаг по переменной x , M — целое). При таком расположении узлов сетки оказывается возможной аппроксимация первых производных по x только симметричными разностями. Значения самих функций между узлами при необходимости определяются полусуммами. Например,

$$(q_x)_{i-1/2} \approx (q_i - q_{i-1})/\Delta x, u_{i-1/2} \approx (u_i + u_{i-1})/2.$$

Краевые условия удовлетворяются точно: на концах отрезка $[-l_1, l_2]$ размещены лишь узлы функций q и u , в которые заносятся их граничные значения согласно (1.9), (1.10).

Задача (1.7), (1.9) на восстановление скорости u по известной функции w достаточно проста, так что ее конечно-разностная реализация с обычной трехточечной аппроксимацией вторых производных не вызывает затруднений. Построенная разностная схема имеет второй порядок аппроксимации по обоим независимым переменным, консервативна в силу дивергентности аппроксимируемых уравнений и, будучи неявной, обладает большим запасом устойчивости.

Расчеты выполнены на сетке с параметрами $\Delta x = 0,2$ и $\Delta t = 0,1$, что обеспечивает достаточно высокую точность численного решения задачи. Дальнейшее уменьшение в 2 раза параметров сетки приводит не более чем к 3%-му изменению волнового сопротивления $r(t)$ в норме, являющейся сеточным аналогом нормы пространства непрерывных функций (результаты вариации шагов сетки для одного фиксированного набора параметров c , l , f можно найти в [5, 6]).

2. Результаты расчетов. Не касаясь вопроса о поведении функции $\eta(x, t)$ (общую картину волн можно наблюдать по [2–4]), ограничимся рассмотрением важной интегральной характеристики процесса — волнового сопротивления $r(t)$, определяемого согласно [1]:

$$r(t) = \int_{-l_1}^{l_2} p(x, t) \frac{\partial}{\partial x} \eta(x, t) dx = \int_{-1}^1 p_0(\xi) \frac{\partial}{\partial \xi} \tilde{\eta}(\xi, t) d\xi, \tilde{\eta}(\xi, t) = \eta(\xi l + ct, t).$$

Функция $r(t)$, представляя несомненный самостоятельный интерес как горизонтальная компонента силы реакции жидкости на внешнее воздействие, несет, кроме того, и некоторую общую информацию о процессе генерации солитонов. В частности, $r(t)$ колеблется с периодом генерации солитонов, а по амплитуде колебаний можно судить об амплитуде образующихся солитонов (результаты [1—6] свидетельствуют о приближительной пропорциональности упомянутых амплитуд). В дальнейшем будем использовать только отнормированную величину $r'(t) = r(t)/f$ с сохранением прежнего обозначения (без штриха).

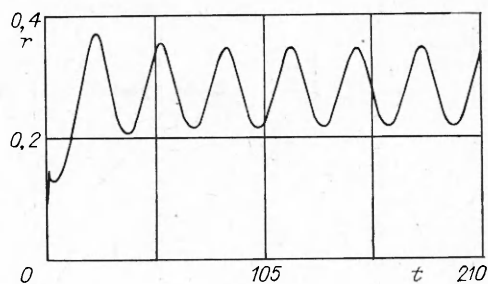


Рис. 1

Зависимость $r(t)$ имеет характерный вид, показанный на рис. 1 (расчет при $c = l = 1$, $f = 0,2$), и может быть представлена как

$$r(t) = \langle r \rangle + v(t - \Delta T) + r_0(t), \quad \langle r \rangle = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{t} \int_0^t r(\tau) d\tau,$$

где $\langle r \rangle$ — среднее значение $r(t)$; $v(t)$ — функция, колеблющаяся около нулевого уровня с периодом T и амплитудой a : $v(t + T) = v(t)$; $a = v_{\max} - v_{\min}$; $v_{\max} = \max v(t)$; $v_{\min} = \min v(t)$. Сдвиг фазы ΔT определяется из условий $v(0) = v_{\max}$, $0 \leq \Delta T < T$. Функция $r_0(t)$ введена для описания поведения $r(t)$ при малых временах: $r_0(t) \rightarrow 0$ при $t \rightarrow \infty$.

Таким образом, при больших t зависимость $r(t)$ достаточно полно можно охарактеризовать параметрами: средним $\langle r \rangle$ и максимальным $r_{\max} = \langle r \rangle + v_{\max}$ значениями волнового сопротивления, частотой $\omega = 2\pi/T$ и амплитудой a колебаний функции $v(t)$, относительным сдвигом фазы $\Delta T/T$.

Ниже приводятся результаты расчетов наиболее значимых из перечисленных величин в зависимости от c , l , f . Рассматриваются следующие способы вариации параметров:

- 1) $c = F$, $l = 1$, $f = 0,2$;
- 2) $c = F$, $l = F^2$, $f = 0,2 F^4$;
- 3) $c = 1$, $l = F^{-2}$, $f = 0,2$;
- 4) $c = F$, $l = 1$, $f = 0,15$.

Способы 1 и 3, очевидно, есть вариация скорости и длины области давления соответственно, 2 — вариация размерной глубины жидкости $h \sim F^{-2}$ при постоянстве других размерных величин (в силу того что h используется в масштабировании, это и приводит к указанным зависимостям c , l , f от F). Способ 4 аналогичен первому, результаты расчетов для этого способа взяты из [4] и приводятся здесь для сравнения. Параметр F в случае 3 имеет смысл числа Фруда по длине области давления ($F = F_l = c/\sqrt{l}$), в остальных случаях — числа Фруда по глубине, совпадающего с безразмерной скоростью ($F = F_h = c$).

Выбранные способы вариации определяющих параметров любой искомой величине $b = b(c, l, f)$ ставят в соответствие функции $b_i(F)$ ($i = 1, 2, 3, 4$), где $b_1(F) = b(F; 1; 0,2)$, $b_2(F) = F^{-2\delta} b(F; F^2; 0,2 F^4)$, $b_3(F) = b(1; F^{-2}; 0,2)$, $b_4(F) = b(F; 1; 0,15)$. Появление во втором соотношении нормирующего множителя $F^{-2\delta} = l^{-\delta}$ (δ — показатель из размерностного коэффициента $\rho^{\beta} g^{\gamma} h^{\delta}$ величины b) отражает тот факт, что в этом случае глубина жидкости рассматривается как варьируемая, и потому масштабы всех параметров естественно привязывать не к h , а к размерной длине области давления, считающейся неизменной. На рис. 2—5 точки 1—4, соединенные для большей наглядности линиями, отзечают в порядке

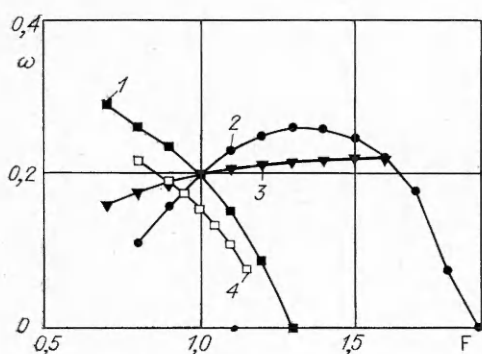


Рис. 2

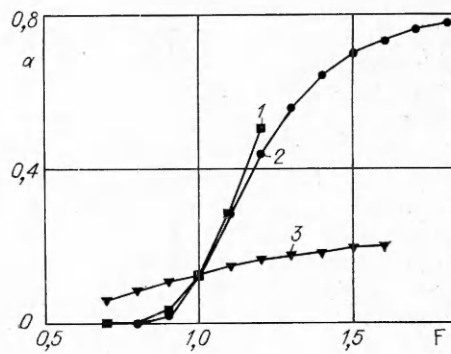


Рис. 3

нумерации функциям $b_i(F)$, где под b понимается какой-либо параметр, характеризующий волновое сопротивление.

На рис. 2 показана частота ω колебаний функции $v(t)$, или частота генерации солитонов. Качественно различается поведение $\omega(F)$ при изменении F_h за счет скорости и за счет глубины ($i = 1$ и 2). В первом случае частота монотонно и довольно быстро убывает, во втором возрастает до максимального значения $\omega_{\max} = 0,263$, приходящегося на $F = 1,34$, после чего также быстро спадает до нуля. Вариация длины отрезка, по которому распределено поверхностное давление, приводит хотя и к заметным, но сравнительно более слабым изменениям частоты (линия 3). По-видимому, решающее значение имеет не распределение давления, а суммарная сила, которая была постоянной: $f = 0,2$. Для сравнения представлены результаты [4], рассчитанные с вариацией определяющих параметров по способу 4, аналогичному способу 1, но с меньшим значением f . Соответственно линия 4 практически повторяет 1, но на более низком уровне.

Рис. 2 позволяет оценить верхнюю границу интервала значений F_h , при которых имеет место генерация солитонов. С увеличением F_h процесс образования солитонов сходит на нет ввиду неограниченного роста периода генерации, т. е. уменьшения до нуля частоты. Видно, что верхнее критическое значение числа Фруда F_+ приходится на отрезок [1,2; 1,3] для способа 1 и на [1,8; 1,9] для способа 2. Первый из указанных интервалов хорошо согласуется с результатами [2, 4], а вариация глубины жидкости в этих работах не рассматривалась. Однако построенную в [2] приближенную зависимость

$$(2.1) \quad F_+ = 1 + p_m / (0,7 + p_m)$$

можно использовать для оценки F_+ и при вариации глубины, если в пренебрежении слабой зависимостью ω от l набор параметров $c = F$, $l = F^2$, $f = 0,2F^4$ считать эквивалентным набору $c = F$, $l = 1$, $f = 0,2F^4$. Тогда $p_m = f$ и критическое значение числа Фруда находится из уравнения

$$F_+ = 1 + 0,2F_+^4 / (0,7 + 0,2F_+^4),$$

что дает $F_+ \approx 1,71$. Некоторое несоответствие полученного значения условию $F_+ \in [1,8; 1,9]$ вызвано, по-видимому, недостаточной точностью зависимости (2.1), построенной, вообще говоря, для аппроксимации результатов расчетов в пределах $1,0 \leq F_+ \leq 1,4$ [2].

Амплитуда a колебаний волнового сопротивления представлена на рис. 3. Здесь различие между двумя способами вариации F_h (за счет скорости и глубины) несущественно и заключается главным образом в том, что в соответствии с рис. 2 кривая 2 простирается до больших значений F , при этом по мере приближения к F_+ наблюдается выход $a_2(F)$ на постоянное значение. С уменьшением F кривые 1 и 2 быстро спадают до нуля, определяя тем самым нижнюю границу F_- интервала (по F_h) существования явления, приходящуюся на отрезок [0,7; 0,8].

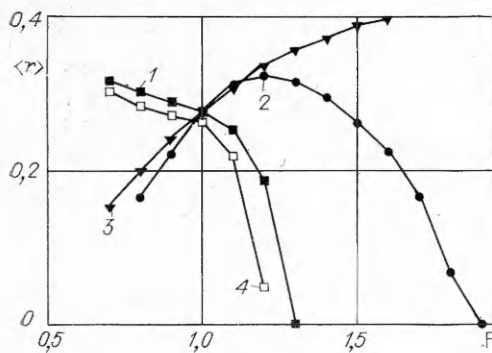


Рис. 4

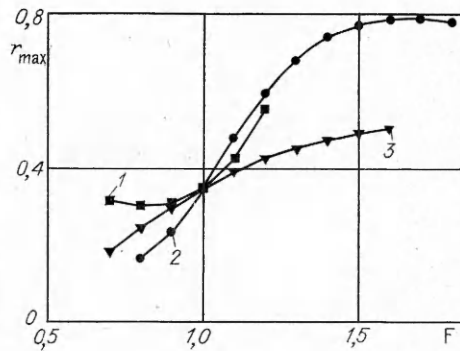


Рис. 5

В [4] отмечено, что при $F_h < 0,8$ амплитуда колебаний волнового сопротивления очень мала в сравнении с $\langle r \rangle$, что хорошо согласуется с настоящими результатами. Однако в качестве нижней границы указано существенно меньшее значение F_- ($F_- = 0,2$). Различие объясняется тем, что приведенное значение получено по результатам измерения амплитуды $r(t)$ при малых t , которая ввиду заметного затухания колебаний $r(t)$, наблюдаемого при $F_h < 1$ и отмеченного также в [4], существенно превосходит амплитуду $r(t)$ при больших t , т. е. величину a (функция $v(t)$ представляет собой чисто периодическую часть волнового сопротивления, затухающая часть заключена в $r_0(t)$).

Рис. 4, на котором показано среднее значение $\langle r \rangle$ волнового сопротивления, качественно схож с рис. 2. Здесь максимальное $\langle r \rangle_2(F)$ составляет 0,324 и приходится на $F = 1,21$. Кривая 4 построена по результатам [4], рассчитанным для способа 4 вариации определяющих параметров. Как и ранее, наблюдается хорошее качественное согласование кривых 1 и 4 при незначительном количественном расхождении, обусловленном различием величины f .

На рис. 5 приведено максимальное значение r_{\max} волнового сопротивления. Здесь также просматривается аналогия с рис. 3. Отметим лишь, что в случае вариации глубины жидкости $r_{\max}(F)$ имеет максимум 0,791 в точке $F = 1,66$.

3. Заключение. Представленные результаты расчетов существенно дополняют имеющиеся данные по вопросу зависимости волнового сопротивления (и процесса генерации солитонов в целом) от внешних условий задачи. В частности, рассмотрен случай вариации глубины жидкости, представляющий несомненный интерес. Показано существование не совпадающих между собой критических значений глубины h_1 , h_2 и h_3 , при которых соответственно частота генерации солитонов, среднее и максимальное значения (по времени) волнового сопротивления достигают своих максимумов. Так, для области давления с параметрами c , l , f , связанными соотношениями $c = \sqrt{l}$, $f = 0,2 l^2$, имеем $h_1 = 0,557 l$ ($\max \omega(F) = 0,263/\sqrt{l}$), $h_2 = 0,684 l$ ($\max \langle r \rangle(F) = 0,324$), $h_3 = 0,363 l$ ($\max r_{\max}(F) = 0,791$).

Генерация солитонов наблюдается, как известно, лишь в довольно узком диапазоне чисел Фруда, содержащем единицу. С уменьшением F_h процесс сходит на нет ввиду стремления к нулю амплитуд образующихся солитонов, с увеличением F_h — ввиду неограниченного роста периода генерации. При этом верхняя граница интервала допустимых F_h , как показывают результаты расчетов, зависит от других чисел подобия (l и f) и может заметно превосходить предельное значение скорости распространения нелинейных стационарных волн. Последнее можно интерпретировать в пользу существенной нестационарности процесса либо как свидетельство несостоятельности модели, точнее, неоправданности ее использования в некоторых точках (c, l, f) пространства ключевых параметров.

Действительно, условия (1.3), достаточные для справедливости приближения Буссинеска, в расчетах не всегда были выполнены. Так, $\alpha > 1$ для $F > 1,13$ в случае вариации c и для $F > 1,08$ в случае вариации h . О применимости модели при несоблюдении условий (1.3) можно судить по сопоставлению с экспериментом [4] и с расчетами по более общей модели потенциального течения идеальной жидкости [5, 6], где хотя и обнаружено некоторое расхождение количественных результатов, растущее по мере увеличения мощности источника возмущения, однако не выявлено каких-либо разногласий качественного характера (величина α при этом достигала 0,7). Отметим также, что в рамках другой приближенной модели (уравнений Грина — Нагди) генерация солитонов рассчитана вплоть до $F_h = 1,4$ [2], при этом не отмечено каких-либо причин ее отсутствия при $F_h > 1,4$.

Таким образом, думается, что возможность генерации солитонов с амплитудами и скоростями, заметно превышающими предельные значения этих же параметров стационарных волн, объясняется не столько слабонелинейным характером используемой модели, сколько природой явления, а именно наличием вынуждающей силы, делающей генерируемые солитоны существенно несвободными. Однако при более общем моделировании, по-видимому, следует ожидать некоторого снижения верхней границы допустимых значений F_h по причине потери устойчивости волн большой амплитуды (развитие неустойчивости волн с увеличением мощности источника возмущения отмечено в эксперименте [4] и наблюдалось автором при выполнении численных расчетов задачи в рамках потенциальной модели [5, 6]).

ЛИТЕРАТУРА

1. Wu D. M., Wu T. Y. Three-dimensional nonlinear long waves due to moving surface pressure // 14th Symp. on Naval Hydrodynamics, Michigan, 1982: Proc.
2. Ertekin R. C., Webster W. C., Wehausen J. V. Waves caused by a moving disturbance in a shallow channel of finite width // J. Fluid Mech.— 1986.— V. 169.— P. 275.
3. Wu T. Y. Generation of upstream advancing solitons by moving disturbances // J. Fluid Mech.— 1987.— V. 184.— P. 75.
4. Lee S. J., Yates G. T., Wu T. Y. Experiments and analyses of upstream-advancing solitary waves generated by moving disturbances // J. Fluid Mech.— 1989.— V. 199.— P. 563.
5. Протопопов В. Е. Numerical investigation of soliton generation by a moving region of surface pressure // Intern. Series Num. Math.— 1991.— V. 99.— P. 347.
6. Протопопов В. Е. Численное моделирование явления генерации солитонов движущейся областью поверхностного давления // ПМТФ.— 1991.— № 3.

г. Новосибирск

Поступила 4/IV 1991 г.,
в окончательном варианте — 16/VI 1992 г.

УДК 534.2 : 532

С. Г. Миронов

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ВНЕШНЕЙ ЦЕПИ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ АВТОКОЛЕБАНИЙ ПРИ НАТЕКАНИИ НЕДОРАСШИРЕННОЙ СТРУИ НА КОНЕЧНУЮ ПРЕГРАДУ

Автоколебательное взаимодействие сверхзвуковых газовых струй с преградами изучается с конца 20-х годов [1] и нашло широкое применение в практике. Однако вопрос о механизме поддержания колебаний до сих пор недостаточно ясен. Фактически все гипотезы, претендующие на объяснение этого явления, — это гипотезы о каналах прямой и обратной связи автоколебательной системы струя — преграда. Их можно разделить на две основные группы: обратную связь осуществляют волны

© С. Г. Миронов, 1993