

Для малых значений числа  $Re$  система уравнений (1) приводится в пределе при  $\alpha_h \rightarrow 0$  к одному модельному уравнению

$$(6) \quad \frac{\partial h}{\partial t} + 2h \frac{\partial h}{\partial x} + \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} + \frac{\partial^4 h}{\partial x^4} = 0$$

В [6] уравнение такого типа выводилось разложением по  $\alpha_h$ . Численные решения уравнения (6) требуют меньше машинного времени, что позволяет увеличить количество гармоник в (2), тем самым повысив точность решения. Расчет развития начальной периодической волны с волновым числом  $\alpha = 1,1 \alpha_h$ , амплитудой  $\epsilon = 0,1$  при  $\Delta\alpha = 0,05 \alpha_h$ ,  $N = 40$  показывает ее неустойчивость к возмущениям типа боковых полюсов. В результате устанавливается почти регулярный волновой режим с волновым числом  $\alpha \approx 0,8 \alpha_h$ . Аналогичные результаты получаются для развития уединенного положительного сигнала при  $\epsilon = 0,737$ ,  $\Delta\alpha = 0,05 \alpha_h$ ,  $\delta = 0,2 L$ ,  $N = 40$ , для взаимодействия положительного и отрицательного уединенных сигналов при  $\epsilon = \pm 0,734$ ,  $\Delta\alpha = 0,025 \alpha_h$ ,  $\delta = 0,1 L$ ,  $N = 80$ .

Общим свойством нестационарных решений уравнений (1) и (6) является постепенная перестройка начального возмущения и переход к волновому состоянию, в котором четко прослеживается преимущественная мода. Волновое число этой моды близко по значению к волновому числу оптимального стационарного режима. Эволюция решения проходит через сложные промежуточные состояния, зависящие от формы начального импульса. При малых значениях  $Re$  развитие волновых форм происходит медленно, поэтому промежуточные нестационарные состояния могут занимать в эксперименте основную часть времени наблюдения. Эти результаты согласуются качественно с экспериментами по стеканию тонких свободных пленок на вертикальной поверхности [4]. Их можно обобщить и на течения пленок жидкости под воздействием граничного потока газа, так как уравнения движения в этом случае [7] несущественно отличаются от системы (1).

Авторы благодарят А. А. Бунова за помощь в проведении расчетов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Шкадов В. Я. Волновые режимы течения тонкого слоя вязкой жидкости под действием силы тяжести. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1967, № 1.
2. Шкадов В. Я. Уединенные волны в слое вязкой жидкости. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1977, № 1.
3. Капица П. Л., Капица С. П. Волновое течение тонких слоев вязкой жидкости. — ЖЭТФ, 1949, т. 19, вып. 2.
4. Накоряков В. Е., Покусавев Б. Г., Троян Е. Н., Алексеенко С. В. Течение тонких пленок жидкости. — В кн.: Волновые процессы в двухфазных системах. Новосибирск, 1975.
5. Шкадов В. Я. К теории волновых течений тонкого слоя вязкой жидкости. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1968, № 2.
6. Непомнящий А. А. Устойчивость волновых режимов в пленке, стекающей по наклонной плоскости. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1974, № 3.
7. Есмайль Набиля М., Шкадов В. Я. К нелинейной теории волн в слое вязкой жидкости. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1971, № 4.

Москва

Поступила в редакцию  
1.X.1979

УДК 532.62:532.59

#### НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ НА ПОВЕРХНОСТИ ЖИДКИХ ТОНКИХ ПЛЕНОК

ДЕЙЧ М. Е., ТЕТЕРА И. П.

В статье представлены корреляционные и спектральные характеристики волновых процессов на поверхности тонких жидких пленок, движущихся под действием потока газа в плоском горизонтальном канале постоянного сечения. Исследование проведено на воздушно-водяной смеси при нормальных условиях на участке стабилизированного течения пленки [1] в диапазоне чисел Рейнольдса пленки и газа  $Re_l = 30-600$ ,  $Re_{xg} = (1,6-8,5) \cdot 10^5$ , где

$$(1) \quad Re_l = \frac{Q}{v_l} = \frac{\langle h \rangle v}{v_l}, \quad Re_{xg} = \frac{U_0 x}{v_g}$$

Здесь  $Q$  — объемный расход жидкости на единицу ширины пленки,  $\langle h \rangle$  — средняя толщина пленки,  $v$  — среднерасходная скорость жидкости,  $v_l$  — кинематическая

вязкость воды,  $U_0=14-75$  м/с — скорость потока газа в ядре,  $x=0,19$  м — расстояние от целевого питателя для ввода пленки до датчика средней и локальной толщины пленок,  $\nu_g$  — кинематическая вязкость воздуха.

Характеристики волновых процессов были получены в результате корреляционного и спектрального анализов осциллограмм волновой поверхности пленки по программам, представленным в [2, 3], на ЭВМ БЭСМ-4 в ВЦ ЦНИИСа. Характеристики измерительной системы и датчиков локальных толщин пленок приведены в [4]. Детали обработки осциллограмм при подготовке исходного числового материала для ЭВМ описаны в [5].

В результате предварительной обработки осциллограмм, связанной с выбором шага считывания их  $\Delta t$  и величины времени реализации процесса  $t_h$ , было показано, что волновые процессы на поверхности пленки обладают свойствами стационарности в широком смысле и эргодичности [6, 7].

Известно, что для характеристики стационарного случайного процесса важное значение имеет изучение поведения функции связи, которая называется автокорреляционной и характеризует связь между поведением случайной величины в момент времени  $t_1$  и в другой момент времени  $t_1+\tau$  в зависимости от величины «интервала запаздывания»  $\tau$ . Оценка нормированной автокорреляционной функции может быть представлена в виде [6]

$$(2) \quad r_{hh}(\tau) = \frac{1}{t_h - \tau} \int_0^{t_h - \tau} \frac{[h(t) - \langle h \rangle(t)][h(t+\tau) - \langle h \rangle(t+\tau)]}{\Delta h'(t)\Delta h'(t+\tau)} dt$$

где  $h$ ,  $\langle h \rangle$  и  $\Delta h'$  — соответственно случайная величина, математическое ожидание и среднеквадратичное отклонение случайной величины от ее математического ожидания [6]. Величина  $\tau$  при вычислении  $r_{hh}(\tau)$  выбиралась  $\tau=t_h/8$  и при необходимости могла быть принята большей.

Более подробную информацию о некоторых тонких деталях механизма возникновения и об особенностях структуры случайного процесса можно получить при исследовании оценки спектральной плотности мощности  $E(\omega)$ , получаемой в результате гармонического (или спектрального) анализа [7]. Задача гармонического анализа состоит в том, чтобы представить, вообще говоря, непериодическую функцию  $h(t)$  в виде суперпозиции периодических функций. В качестве этих периодических составляющих используются  $\sin \omega t$  и  $\cos \omega t$ , а представление  $h(t)$  через указанные функции осуществляется с помощью преобразования Фурье ( $\omega=2\pi f$  — круговая и  $f$  — линейная частота процесса).

Не останавливаясь подробно на порядке вычислений оценок спектральной плотности, проведенных в соответствии с требованиями, подробно рассмотренными в [3, 6], здесь отметим, что длина массива исходных данных случайной функции, с которыми оперирует программа,  $N=512$ , квантование частот производится с шагом  $\Delta\omega=2\pi/N\Delta t$ , максимальная частота  $\Omega=1/2\Delta\omega N$ . Усреднение значений спектральной плотности производится [3] по частотам на интервале  $(\omega_1 \pm 3\Delta\omega)$ ; полученное значение  $E(\omega)$  присваивается точке  $\omega_1$  и вычисляется по формуле

$$(3) \quad E(\omega) = \frac{1}{2\pi t_h} \left[ \int_0^{t_h} h(t) \exp(-i\omega t) dt \right]^2$$

Исследование нормированных автокорреляционных функций  $r_{hh}$ , полученных в соответствии с (2), для волновых процессов при различных режимных параметрах двухфазного течения  $Re_i$  и  $Re_{xg}$  (1) показало (фиг. 1), что они в пределах 10%-ной погрешности могут быть аппроксимированы выражением

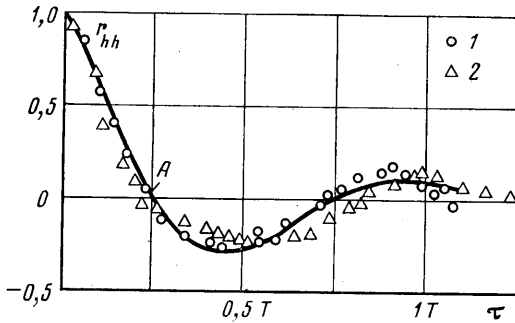
$$(4) \quad r_{hh} = \exp(-\alpha|\tau|) \cos \beta \tau$$

(кривая А). Данные 1, 2 соответствуют  $Re_i=191; 350$  при  $Re_{xg}=8,5 \cdot 10^5$ .

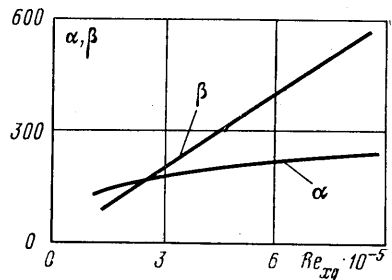
Аналогичный вид автокорреляционной функции был впервые получен в исследовании морских волн [8] и при исследовании двухфазных течений в трубе на режимах, близких к снарядному [9]. Можно полагать, что в связи с различием условий сравнимых исследований функция затухающего косинуса является достаточно универсальной для описания внутренней временной связи случайного процесса волнообразования на поверхности жидкости. При этом наличие периодической составляющей в уравнении вида (4) свидетельствует о квазистационарности (см. выше) процесса и коэффициент  $\beta$  имеет смысл круговой частоты, приблизительно соответствующей максимуму спектральной плотности (см. ниже) —  $\beta \approx \omega_0$ . Коэффициент  $\alpha$  определяет скорость затухания связи между волнами («коэффициент нерегулярности волнения» [8]) и оказывается существенно большим для тонких пленок, чем для глубокой воды. На фиг. 2 представлена зависимость  $\alpha$  и  $\beta$  от числа  $Re_{xg}$ , причем в пределах 20%-ной погрешности эти коэффициенты не зависят от числа  $Re_i$  в диапа-

зоне изменения режимных параметров течения, указанном выше. Для волнения на поверхности глубокой воды имеем [8]  $\beta \approx \omega_0$  и  $\alpha \approx 0,21 \omega_0$ , т. е. соотношение коэффициентов нерегулярности и периодичности равно  $\alpha/\beta \approx 0,21$ . По результатам настоящего исследования (фиг. 2) можно получить  $\beta \approx \omega_0 \sim Re_{xg}$  и  $\alpha \sim Re_{xg}^{0,25}$ , т. е. с уменьшением  $Re_{xg}$  относительная величина нерегулярности волнения возрастает (например, на участке разгона пленки).

Полученные результаты, как можно видеть из фиг. 1, позволяют утверждать, что с 10%-ной погрешностью отклонение ординаты профиля шквальных волн от средней толщины тонких пленок становится не связанным с таковым в пределах одного пе-



Фиг. 1



Фиг. 2

риода волны  $T$ . Иными словами, каждая последующая волна практически не зависит от предыдущей и связана с ней только квазипериодичностью. Можно показать, что и средняя связь процесса на протяжении одного периода волны  $T$ , определенная в соответствии с (4):

$$\langle r \rangle_{hh(T)} = \frac{1}{T} \int_0^T r_{hh}(\tau) d\tau = \frac{\alpha\beta}{2\pi(\alpha^2 + \beta^2)} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\alpha}{\beta} 2\pi\right) \right]$$

находится в пределах точности полученных в эксперименте результатов и составляет  $\langle r \rangle_{hh(T)} \approx 0,05 - 0,08$ . Обсуждаемый экспериментальный результат свидетельствует о том, что для шквальных волн на поверхности тонких пленок собственно волновой механизм их формирования не является основным, что в первую очередь связано с близостью стенки (малыми толщинами пленок).

Помимо сказанного результат (4) и фиг. 2 позволяют в первом приближении определить спектральную плотность мощности волнового процесса для любого (из числа исследованных) режима течения. Поскольку спектральная плотность мощности  $E(\omega)$  есть преобразование Фурье от автокорреляционной функции

$$(5) \quad E(\omega) = \frac{(\Delta h')^2}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} r_{hh}(\tau) \exp(-i\omega\tau) d\tau$$

то, умножая (4) на дисперсию процесса  $(\Delta h')$ , заменяя  $\cos \beta\tau$  на  $1/2[\exp(i\beta\tau) + \exp(-i\beta\tau)]$  и применяя (5), после преобразований получим

$$(6) \quad E(\omega) = \frac{\alpha(\Delta h')^2(\omega^2 + \alpha^2 + \beta^2)}{\pi[(\omega^2 - \beta^2 - \alpha^2)^2 + 4\alpha^2\omega^2]}$$

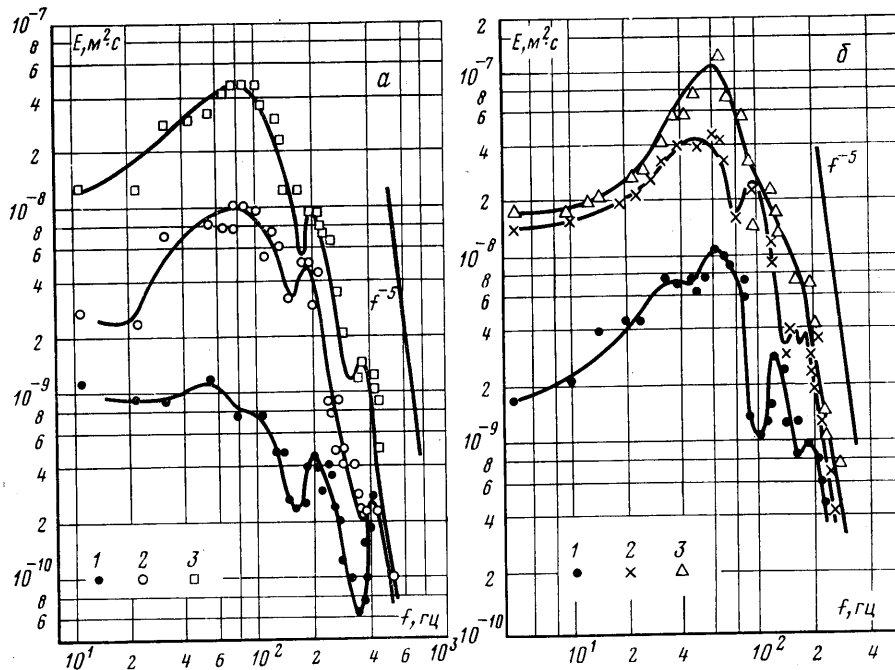
Сравнение спектра (6), полученного аппроксимацией функции  $r_{hh}$  (4), со спектром процесса (3) будет проведено ниже.

На фиг. 3 представлены энергетические характеристики волновых процессов в виде зависимости спектральной плотности мощности  $E(f)$  от числа  $Re_i$  для различных  $Re_{xg}$ . Данные фиг. 3, а соответствуют  $Re_{xg} = 8,5 \cdot 10^5$ ,  $U_0 = 75$  м/с (кривые 1-3 - для  $Re_i = 53; 102; 473$ ). Данные фиг. 3, б соответствуют  $Re_{xg} = 5,7 \cdot 10^5$ ,  $U_0 = 50$  м/с (кривые 1-3 - для  $Re_i = 61; 130; 255$ ). Видно, что кривые  $E(f)$  имеют отчетливо выраженный главный максимум спектральной плотности на определенной частоте  $f_0$ , которая остается практически постоянной с изменением расхода жидкости в пленку ( $Re_i$ ) и изменяется с изменением  $Re_{xg}$ . Значения максимума энергии волн  $E_{f_0}$ , как видно на фиг. 3, растут с увеличением  $Re_i$  и с уменьшением  $Re_{xg}$ . Можно показать,

что для  $Re_{xg} \geq 2,5 \cdot 10^5$  имеет место зависимость

$$(7) \quad E_{f_0} \sim Re_{xg}^{-2,7} Re_l^{0,83}$$

Отметим, что помимо основного максимума  $E_{f_0}$  имеется несколько вторичных максимумов (фиг. 3), спектральная плотность которых существенно ниже первого, а соответствующие частоты приблизительно кратны основной. Вторичные максимумы  $E_{f_1}, f_2$  на кривых спектрального разложения волнового процесса свидетельствуют о



Фиг. 3

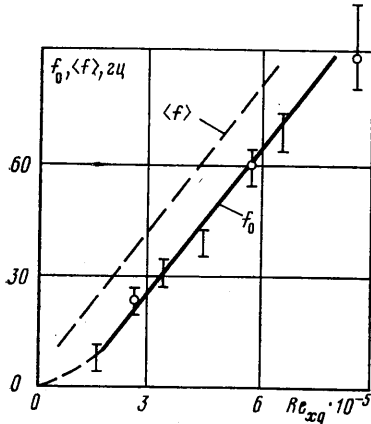
наличии помимо основной волновой структуры на поверхности пленки и других составляющих. В пределах  $\sim 20\%$ -ной погрешности имеют место следующие зависимости:

$$E_{f_1} \sim Re_{xg}^{-3,25} Re_l^{0,83} \quad \text{и} \quad E_{f_2} \sim Re_{xg}^{-3,4} Re_l^{0,83}$$

$$f_1 \approx 2f_0 \quad \text{и} \quad f_2 \approx 4f_0$$

Из фиг. 4 видно, что в области  $Re_{xg} \geq 2,5 \cdot 10^5$  частота основного максимума  $f_0$  практически линейно зависит от числа  $Re_{xg}$ . Здесь же показана средняя частота видимых волн  $\langle f \rangle$ , которая рассчитывалась по уменьшенному вдвое числу пересечений линией осциллограммы  $h(t)$  средней линии  $\langle h \rangle$ . Очевидно, что обе частоты  $\langle f \rangle$  и  $f_0$  имеют принципиальное значение в оценке характера взаимосвязи газовой и жидкой фаз на уровне границы их раздела. В самом деле, если передаваемая на уровне всех частотных компонент энергия от газа к жидкости формирует волны с максимумом энергии на частоте  $f_0$  (фиг. 3), то обратная связь (влияние волн на характеристике пограничного слоя газовой фазы) осуществляется, по-видимому, главным образом на уровне частоты  $\langle f \rangle$ . Можно показать (фиг. 4), что эти частоты связаны соотношением  $\langle f \rangle = (1,4 \pm 0,22) f_0$  во всем диапазоне изменения исследованных параметров двухфазного течения. На глубокой воде [8] аналогичная связь несколько отличается:  $\langle f \rangle = 1,22 f_0$ . Поскольку средняя частота  $\langle f \rangle$  прохождения волн мимо неподвижного (в обоих случаях) датчика включает в себя в качестве составляющей некоторую характерную (например, среднерасходную) скорость перемещения волновой структуры  $v$  (в отличие от частоты  $f_0$ ), то из сопоставления представленных соотношений видно, что в случае тонких пленок влияние скорости перемещения  $v$ , обусловленной в основном вязкими силами взаимодействия, больше.

Возвращаясь к результатам на фиг. 3, следует отметить, что с увеличением  $Re_x$  помимо роста основного максимума спектральной плотности одновременно растет и низкочастотный участок волнового спектра, который для всех  $Re_x$  содержит значительную часть волновой энергии. Это свидетельствует о том, что энергия от газа к волнам передается всем частотным компонентам одновременно и противоречит гипотезе, согласно которой конкретная частотная компонента должна быть полностью развита, прежде чем более низкочастотная сможет начать расти. Указанный качественный результат находится в соответствии с данными морских исследований [10].



Фиг. 4

Согласно представлениям Филлипса [11], исследовавшего процессы волнообразования на глубокой воде, высокочастотный участок волнового спектра имеет следующий вид:  $E(\omega) = \gamma g^2 \omega^{-5}$ , где  $g$  — ускорение силы тяжести и  $\gamma$  — численная константа. На фиг. 3 показано, что изменение высокочастотного участка спектра  $E \sim f^{-5}$  правомерно для волнообразования и в тонких пленках и свидетельствует о нелинейном характере исследованного волнового процесса. Аналогичный результат получен и в работе [12] при исследовании трехмерных волн на пленках относительно большей толщины (2–5 мм). По результатам настоящих экспериментов коэффициент  $\gamma$  зависит от  $U_0$  (м/с):  $\gamma = 0,6 \cdot U_0^{3,31}$ , тогда как для большого числа исследований на глубокой воде, приведенных в [10, 11],  $\gamma = \text{idem}$  и соответственно равна  $(4,17 + 1,02) \cdot 10^{-3}$  и  $(5,9 \pm 0,6) \cdot 10^{-3}$ , что на несколько порядков меньше значений  $\gamma$  из настоящего исследования для одинаковых  $U_0$ .

Как было отмечено выше, аппроксимация автокорреляционной функции вида (4) может считаться достаточно универсальной, а в соответствии с (5) однозначно определяет спектральную плотность мощности процесса (6). В этой связи практический интерес представляет сравнение результатов, полученных из (3) (без аппроксимации) и представленных на фиг. 3, 4, и результатов из (4), (6), которые, как видно, для прикладных задач могут быть вычислены значительно проще.

Исследуя функцию (6) на экстремум, после несложных преобразований получим (8)

$$\omega_0 = \pm [ -(\alpha^2 + \beta^2) \pm 2\beta \sqrt{\alpha^2 + \beta^2} ]^{0,5}$$

и поскольку  $\omega_0 \approx \beta$  — вещественная величина (см. комментарий к (4)), то, как следует из (8), в этой связи должно быть выполнено условие  $\alpha \leq \sqrt{3}\omega_0$ , которое (фиг. 2) правомерно во всем диапазоне изменения исследованных параметров двухфазного течения. Обратное неравенство ( $\alpha > \sqrt{3}\omega_0$ ) представляет, по-видимому, условие, при котором процесс волнения (возмущения) поверхности жидкости не может рассматриваться как собственно волновой, поскольку нерегулярность (бессвязность) волнения в этом случае настолько велика, что понятие основной его частоты ( $\omega_0$ ) теряет смысл. В соответствии с результатами на фиг. 2 для условий, в которых проведено настоящее исследование, указанная ситуация возможна только для  $Re_{xg} \leq 10^5$  (неисследованный диапазон).

Сравнение значений экстремальных параметров спектров волнового процесса  $f_0$  и  $E_{\text{max}}$ , полученных из (3) и (6), представлены на фиг. 4 и ниже:

| $Re_{xg} \cdot 10^{-5}$ | 8,5                  | 5,7                 | 2,6                 |
|-------------------------|----------------------|---------------------|---------------------|
| $E_{\text{max}1}$       | $4,2 \cdot 10^{-8}$  | $1,2 \cdot 10^{-7}$ | $3,5 \cdot 10^{-7}$ |
| $E_{\text{max}2}$       | $4,34 \cdot 10^{-8}$ | $1,8 \cdot 10^{-7}$ | $4,5 \cdot 10^{-7}$ |

На фиг. 4 в виде точек показаны расчетные значения  $f_0$ , полученные из (8) при подстановке значений  $\alpha$  и  $\beta$  из фиг. 2. В выводе приведены значения  $E_{\text{max}1}$  из (3) — (фиг. 3) и  $E_{\text{max}2}$ , рассчитанные из (8), (6) для  $Re_x \sim 260$ .

Из сравнения видна хорошая сходимость результатов по частоте  $f_0$  и лишь приближенная — по значениям  $E_{\text{max}}$ , что, по-видимому, свидетельствует о зависимости параметров волнового процесса  $\alpha$  и  $\beta$  ( $f_0$ ) от расхода жидкости в пленку и прямо следует из сопоставления выражений (6) и (7). В пределах указанной ранее 20%-ной погрешности такой зависимости в экспериментах получить не удалось.

Можно показать, что наибольшее расхождение в поведении спектров, представленных на фиг. 3 и рассчитанных по формуле (6), обнаруживается в области частот  $f \ll f_0$ , что естественным образом следует из расчета (2) и аппроксимации автокорре-

ляционной функции (4), имеющих соответственно тем меньшую точность, чем больше величины  $\tau$  (меньшие  $f$ ).

Из сравнения результатов, полученных из (3) и (4), можно заключить, что последний удовлетворительно представляет экстремальные значения спектральной плотности волновых процессов на поверхности пленки и в первом приближении может быть использован при решении прикладных задач [13].

Представленные в статье результаты исследования спектральных характеристик волновых процессов на поверхности тонких пленок на данном этапе, безусловно, не являются исчерпывающими. Тем не менее наряду с общностью ряда характеристик, свойственных механизму волнообразования на поверхности жидкости под влиянием потока газа в самых различных условиях, показаны некоторые существенные детали, присущие такому механизму для тонких пленок и связанные в первую очередь с близостью стенки (малыми толщинами) и влиянием вязкости жидкости.

Как показано в [7], спектральные методы расчета волн в условиях глубокой воды позволяют исследовать такие весьма тонкие характеристики волновых процессов, как горизонтальные размеры неровностей волновой поверхности, фазовую скорость волн, орбитальные скорости и ускорения частиц на поверхности волн и др.

Разработка спектральных методов расчета и получение перечисленных характеристик волновых процессов применительно к тонким пленкам (существенно вязким взаимодействиям) на основе полученных и частично представленных здесь результатов является следующим этапом в исследовании механизма взаимодействия фаз в двухфазном пограничном слое.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Тетера И. П., Головин В. А., Васильченко Е. Г., Федякин В. В. Исследование влияния режимных параметров течения на стабилизацию тонкой жидкой пленки.— Тр. Моск. энерг. ин-та, 1976, вып. 206.
2. Дмитриев М. Г. Диспетчерская программа комплекса «Модель ЦНИИС». — Сб. научн. тр. ВНИИ транспортного строительства, вып. 81. М., 1974.
3. Курьянов Б. Ф., Медведева Л. Е. Гармонический анализ стационарных процессов.— Моск. ун-т. Вычисл. центр. Сер.: Статистика и стохастические системы, вып. 8. М., 1970.
4. Головин В. А. Измерение толщин пленок воды поверхностными измерительными конденсаторами.— Измерительная техника, 1969, № 11.
5. Бурштейн В. Л. Основные принципы и конструктивные особенности эпюрографических приборов ЦНИИСа.— Тр. ЦНИИСа. Статистика. 1972, вып. 87.
6. Свешников А. А. Прикладные методы теории случайных функций. М.: Наука, 1968.
7. Крылов Ю. М. Спектральные методы исследования и расчета ветровых волн. Л.: Гидрометеоздат, 1966.
8. Разманин Н. Н. Эмпирический спектр морского волнения.— Тр. ЦНИИ им. А. Н. Крылова, 1958, вып. 126.
9. Исупов Г. П., Мамаев В. А. Экспериментальное исследование турбулентного разделенного течения газожидкостной смеси в горизонтальной трубе.— Нефт. х-во, 1968, № 6.
10. Макова В. И. Развитие поверхностных волн под действием турбулентного ветра.— Тр. Гос. океаногр. ин-та, 1974, вып. 121.
11. Phillips O. M. The equilibrium range in the spectrum of wind-generated waves.— J. Fluid Mech., 1958, vol. 4, No. 4.
12. Lilleleht L. U., Hanratty T. Y. Measurement of interfacial structure for co-current air-water flow.— J. Fluid Mech., 1961, vol. 11, No. 1.
13. Дейч М. Е., Тетера И. П. Исследование характеристик межфазного взаимодействия в двухфазном пограничном слое с поверхностью раздела фаз. В кн.: Теплообмен и гидрогазодинамика при кипении и конденсации. Матер. XXI теплофизического семинара, октябрь 1978, Новосибирск, 1979, с. 165–169.

Москва

Поступила в редакцию  
10.VII.1979