

УДК 532.519

© 2001 г. В.И. БУКРЕЕВ, А.В. ГУСЕВ

ВОЛНЫ ВПЕРЕДИ ПОДВОДНОГО КРЫЛА. ЭКСПЕРИМЕНТ

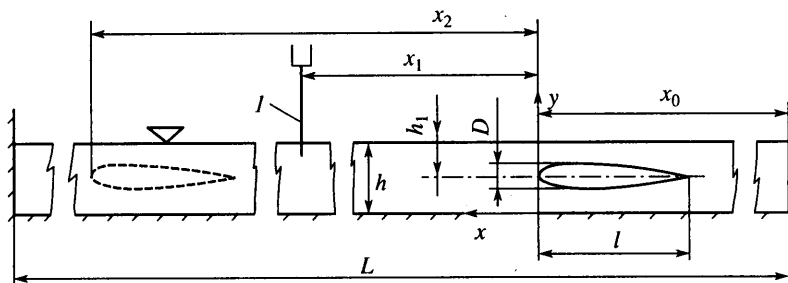
Приведены результаты экспериментальных исследований нелинейных гладких и обрушивающихся волн, образующихся при движении симметричного крыла в канале с ровным горизонтальным дном. Найдено, что при скорости движения крыла U_0 в окрестности предельной скорости распространения свободных уединенных волн c_2 имеют место следующие качественные изменения в картине течения. При $U_0 = c_2$ и строго определенном сочетании других параметров задачи над крылом образуется вынужденная уединенная волна предельной амплитуды. За крылом понижение уровня сменяется его повышением. Если степень блокировки не слишком велика, то при $U_0 > c_2$ волны вверх по потоку не распространяются. При большой степени блокировки возмущения могут распространяться далеко вверх по потоку и при $U_0 > c_2$, но при этом их передний фронт обрушивается.

Сильное влияние конечной глубины жидкости на волновое сопротивление корабля было выявлено уже в первых опытах, полный обзор которых содержится в [1]. Однако описание самих волн связано в этом случае с большими трудностями. Они, как правило, нелинейны, нестационарны и при определенных условиях могут распространяться не только вниз, но и вверх по потоку. Информация о них получается главным образом в физических и численных экспериментах. Степень их изученности достаточно хорошо отражена в [2–5]. К упомянутым в [2–5] работам можно добавить еще две группы исследований. Одна из них посвящена эффекту блокировки при движении тела в стратифицированной жидкости [6–9]. В другой группе изучались волны в однородной жидкости, но при других способах их генерации: при разрушении плотины [10], оползне берега [11], резком подъеме дна [12], движении вертикальной пластины [13] и др.

В последнее время численные эксперименты выполняются на основе уравнений Эйлера [3] и Навье – Стокса [4]. Область применимости таких математических моделей ограничена тем, что при определенных условиях волны могут обрушиваться. Кроме того, даже в области существования гладких волн определенное влияние на них может оказывать гидродинамический след за телом, который в реальных условиях является турбулентным. Математические модели, учитывающие процесс обрушения волн на мелкой воде (например, [14]), к задаче о движении погруженного тела еще не применялись. В немногочисленных лабораторных опытах [15–18] изучались главным образом волны за моделями судов, движущихся по свободной поверхности.

По постановке задачи данная работа аналогична [4]. В частности, в обоих случаях вносимые возмущения были двумерными. Основное отличие состояло в том, что информация получалась в физическом эксперименте, причем как для гладких, так и для обрушивающихся волн. Определенное значение имело также то, что в расчетах [4] имитировалось обтекание эллиптического цилиндра, а в опытах использовалось симметричное крыло.

1. Экспериментальная установка и методика. Схема эксперимента и неподвижная система координат приведены на фиг. 1. Прямоугольный канал из оргстекла с ровным горизонтальным дном длиной $L = 7,3$ м и шириной $B = 0,2$ м заполнялся на глубину h



Фиг. 1. Схема эксперимента: l – волномер

водой при температуре $14\text{--}17^\circ\text{C}$. Симметричное крыло толщиной $D = 1$ см и длиной $l = 6$ см буксировалось под нулевым углом атаки со скоростью

$$U(t) = U_0 [1 - \exp(-t/t_1)] \quad (0 < t \leq T), \quad U(t) = U_0 \exp[-(t-T)/t_2] \quad (t > T)$$

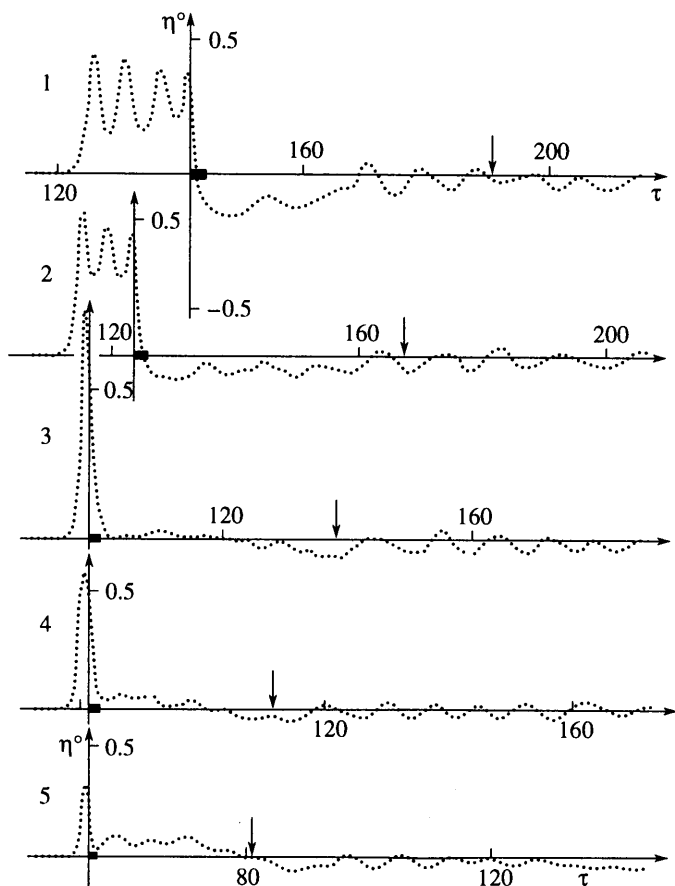
где t – время от начала движения крыла, U_0 , t_1 , t_2 и T – параметры.

В исходном положении крыло располагалось на расстоянии x_0 от правой на фиг. 1 торцевой стенки канала, двигалось влево и останавливалось, пройдя путь x_2 . Поперечное сечение крыла соответствовало теоретическому профилю, полученному при решении задачи об обтекании потенциальным потоком точечного источника обильности q и линейно распределенного стока той же обильности [19]. Размах крыла отличался от B лишь на величину зазоров $\delta \approx 1$ мм между торцами крыла и боковыми стенками канала. Крыло крепилось к буксировочной тележке тремя телескопическими державками с диаметром погруженной в жидкость части, равным 1 мм. Скорость движения тележки регистрировалась специальными реохордными датчиками.

Далее волной называются отклонения η свободной поверхности от положения равновесия. В общем случае η зависит от времени, двух пространственных координат, восьми упомянутых линейных размеров, четырех параметров закона движения крыла, ускорения силы тяжести g , вязкости воды, шероховатости стенок, поверхностного натяжения, плотности воды и воздуха, вязкости и модуля упругости воздуха. Поверхностное натяжение играет важную роль как стабилизирующий фактор при развитии неустойчивости Кельвина – Гельмгольца и росте косых волн. Физические свойства воздуха существенны для диссипации энергии в обрушивающихся волнах.

В данных опытах основной интерес представляла зависимость $\eta^\circ = \eta/h$ от двух параметров (верхний символ "градус" используется для безразмерных величин): $U_0^\circ = U_0 / \sqrt{gh}$ и $h_1^\circ = h_1/h$, где h_1 – заглубление крыла (фиг. 1). Некоторая информация получена о роли коэффициента блокировки $D^\circ = D/h$. Измерения выполнялись лишь при таких значениях $x^\circ = x/h$ и $\tau = t\sqrt{g/h}$, когда еще не было наложения основных и отраженных волн. В соответствии с этим условием подбирались значения x_0° (порядка 25). Значения τ_1 были меньше времени равномерного движения крыла T° в 30–50 раз. По параметру τ_2 выполнены две серии опытов. В одной из них буксировочная тележка резко останавливалась специальным захватом, так что $\tau_2 = 0$. В другой серии после выключения электродвигателя тележка проходила по инерции расстояние 25–30 h .

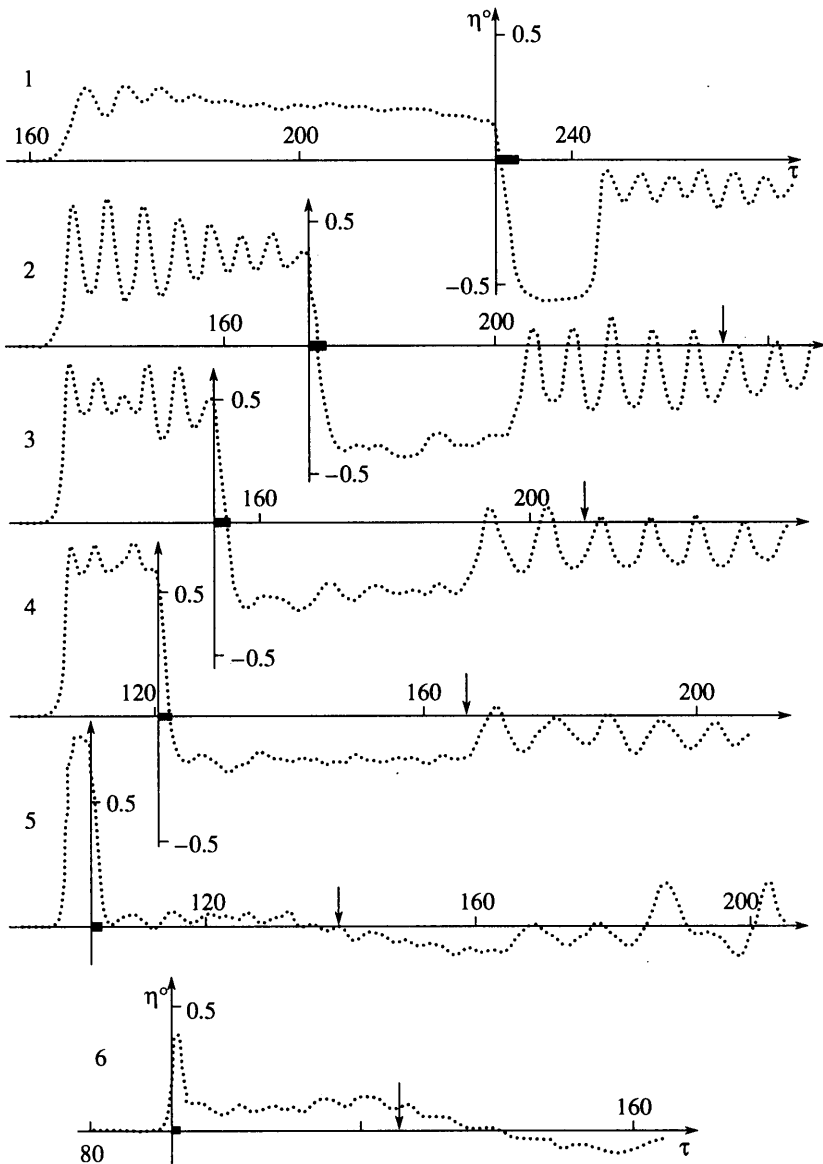
Зависимость η° от τ при фиксированных значениях x и параметров задачи измерялась неподвижными волномерами l (фиг. 1). Волномеры располагались только в продольной плоскости симметрии канала. Полученная с их помощью информация дополнялась визуальными наблюдениями и фотосъемкой.



Фиг. 2. Примеры возмущений при $h_1^\circ = 1/3$. Элементы множества $\{x_1^\circ, x_2^\circ, U_0^\circ, c^\circ\}$ принимали значения: 1 – {143, 222, 1,05, 1,19}; 2 – {143, 222, 1,17, 1,26}; 3 – {127, 222, 1,31, 1,31}; 4 – {100, 222, 1,40, 1,40}; 5 – {84, 222, 1,56, 1,56}

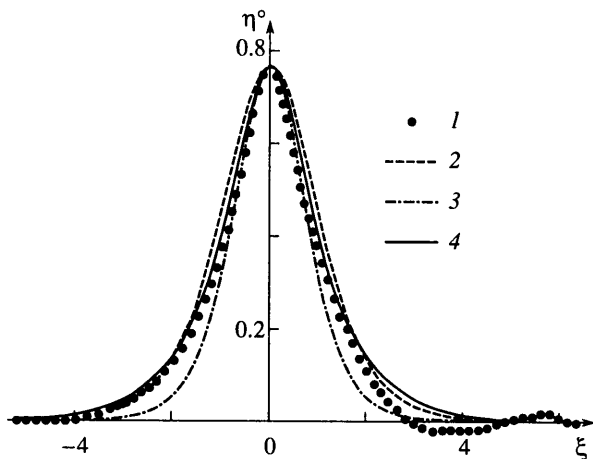
Для нестационарных волн требуют специального определения используемые далее понятия их высоты a и скорости распространения c . Значение a определялось как высота переднего фронта возмущения. Значение c определялось по сигналам двух волномеров как скорость продольного перемещения средней по высоте точки переднего фронта. В состоянии, близком к обрушению, различие в скоростях перемещения других точек переднего фронта было в пределах погрешности измерений. В случае гладких волн коэффициент вариации случайной погрешности измерений не превышал 2% для a и 1,5% для c . В обрушивающихся волнах величина a сама является случайной и она измерялась с коэффициентом вариации не более 4%.

2. Результаты экспериментов и их обсуждение. На фиг. 2 и 3 приведены примеры возмущений в том виде, в каком они регистрируются неподвижными волномерами. На каждом графике ось η° расположена при таком τ , которое соответствует моменту прохода передней кромки крыла под волномером, так что возмущениям впереди крыла соответствует область слева от оси η° . Жирным прямоугольничком на оси τ выделен интервал времени между проходом под волномером передней и задней кромок крыла. Вертикальными стрелками у оси τ показано время остановки крыла. Все примеры на фиг. 2 и 3 получены при $h = 3$ см, $D^\circ = 1/3$, $x_0^\circ = 25$ и $\tau_2 = 0$.

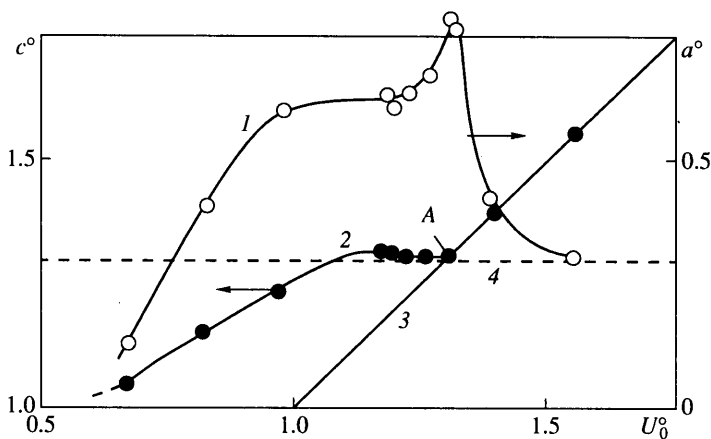


Фиг. 3. Примеры возмущений при $h_1^\circ = 2/3$, $x_1^\circ = 142$, $x_2^\circ = 194$. Элементы множества $\{U_0^\circ, c^\circ\}$ принимали значения: 1 - {0,62, 1,06}; 2 - {0,84, 1,22}; 3 - {0,96, 1,31}; 4 - {1,21, 1,37}; 5 - {1,40, 1,49}; 6 - {1,58, 1,58}

Расчеты и опыты показывают, что для волн на мелкой воде имеются по крайней мере два критических значения c° . Одно из них $c_1^\circ = 1$ ограничивает сверху область применимости линейной теории волн, а в первом приближении теории мелкой воды соответствует нижней границе области существования разрывных решений, которые отождествляются с обрушивающимися волнами. Однако из расчетов на основе математических моделей, учитывающих дисперсию волн [2-5], и из опытов с разными способами генерации волн [10-13] следует, что на границе $c^\circ = c_1^\circ$ основная двумерная волна сохраняет гладкость, а обрушение начинается лишь при более высокой крити-



Фиг. 4. Предельная вынужденная уединенная волна: 1 – эксперимент (головная часть возмущения 3 на фиг. 2); 2, 3, 4 – теории свободных уединенных волн малой амплитуды [21–23] соответственно



Фиг. 5. Пример зависимости параметров возмущений от скорости крыла. Условия те же, что для фиг. 2. Точка А соответствует возмущению 3 на фиг. 2

ческой скорости c_2° . В эксперименте в области $c_1^\circ < c^\circ < c_2^\circ$ на основной волне появляются косые волны, но их рост сдерживается поверхностным натяжением [13].

Эксперименты [13] показали, что хорошей количественной мерой c_2° служит предельная скорость распространения уединенных волн, найденная расчетами на основе полной модели потенциального движения жидкости [20], а именно $c_2^\circ \approx 1,3$. Эта мера учитывает только стабилизирующее влияние дисперсии, причем лишь для стационарных волн. Нестационарность может как стабилизировать, так и дестабилизировать течение [13]. Все сказанное выше о двух критических скоростях подтвердилось и в описываемых опытах с движением тела в канале. В частности, обрушение волн началось при $c^\circ = 1,3$ (в пределах погрешности измерений), а заканчивалось из-за дестабилизирующего влияния нестационарности при несколько меньшем значении $c^\circ \approx 1,25$.

Возмущения 1 и 2 на фиг. 2 и 3 распространялись со скоростями $c_1^\circ < c^\circ < c_2^\circ$. Они были гладкими. Сравнение с [2–4] показывает, что такие возмущения достаточно

хорошо описываются математическими моделями, учитывающими дисперсию волн. Имеются и некоторые расхождения, особенно за телом, где образуется гидродинамический след. Его влияние тем сильнее, чем больше скорость движения тела и степень блокировки.

В случае $U_0^\circ = c_2^\circ$ обнаружен уникальный стационарный режим, когда немного впереди крыла формировалась гладкая вынужденная уединенная волна, амплитуда которой близка к ее теоретически предельному значению η_m° для свободной уединенной волны. Эта волна представлена графиком 3 на фиг. 2, а также экспериментальными точками на фиг. 4. Ее стационарность проверена на интервале $\Delta x \approx 12\lambda$, где λ – длина прямоугольника, равного по площади интегралу от η для уединенной волны. На фиг. 4 использована подвижная система координат, связанная с передней кромкой крыла, так что $\xi^\circ = U_0(t - t^*)/h$, где t^* – момент прохода передней кромки крыла под волномером. Для сравнения на фиг. 4 приведены профили свободных уединенных волн по теориям [21–23]. Наилучшее совпадение получено с теорией [23], в которой использовалось разложение в ряд по амплитуде волны вплоть до третьего порядка малости.

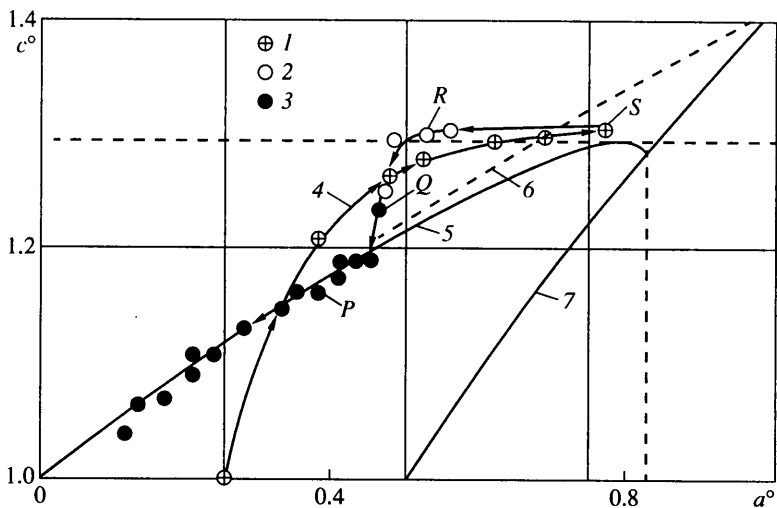
По расчетам [20] для свободной уединенной волны $\eta_m^\circ = 0,827$. Для волны на фиг. 2 и 4 $\eta_m^\circ = 0,78 \pm 0,01$. Это наибольшее значение высоты гладких волн, наблюдавшихся в опытах. Превысить это значение могли лишь обрушивающиеся волны, причем на ограниченном интервале времени. Ранее в опытах со свободными уединенными волнами не удавалось получить их амплитуду, превышающую $0,63h$ [24].

Обсуждаемая уединенная волна имеет, по-видимому, очень узкую область существования в пространстве параметров задачи. Во всяком случае в данных опытах получить ее при других сочетаниях параметров не удалось. В частности, при заглублинии $h_1^\circ = \frac{2}{3}$ (пример 3 на фиг. 3) волна впереди крыла сохраняла гладкость, но была нестационарной и непрерывно обгоняла крыло, хотя для нее $U_0^\circ \approx c_2^\circ$. Интересной особенностью этого примера является то, что в возмущениях впереди крыла имеются не один, а два характерных периода колебаний, различающихся примерно в 3 раза.

Для возмущений 4 на фиг. 2 и 4, 5 на фиг. 3 $c^\circ > c_2^\circ$ и их передний фронт обрушивался. Как правило, такие возмущения нестационарны. Но по аналогии с тем, что получено для двухслойной жидкости [25], в рассматриваемой задаче возможны и статистически стационарные возмущения с обрушивающимся передним фронтом, если D° достаточно велико и U_0° превышает c_2° . То, что удалось получить по этому вопросу в данных опытах, иллюстрируется примером 4 на фиг. 2.

При $U_0^\circ > c_2^\circ$ возмущения либо не распространяются далеко вперед от тела, либо распространяются, но обрушиваются. Это зависит от сочетания других параметров задачи, главным образом от D° и h_1° . Чем сильнее U_0° превышает c_2° , тем большее D° необходимо для того, чтобы возмущения распространялись далеко вперед. В пределе полной блокировки потока [13] вытесненная жидкость может перемещаться только вперед при любом U_0° .

В отличие от случая $U_0^\circ < c_2^\circ$ при $U_0^\circ > c_2^\circ$ непосредственно за крылом уровень свободной поверхности повышается, а не понижается. Это особенно четко иллюстрируется примерами 5 на фиг. 2 и 6 на фиг. 3. Но соответствующие тенденции проявились уже в примерах 3, 4 на фиг. 2 и 5 на фиг. 3, для которых значение U_0° близко к c_2° . То, что при $U_0^\circ > 1$ над препятствием на дне канала образуется бугор, хорошо известно из теории потенциального движения жидкости. Новым является то, что при $U_0^\circ > 1,3$ бугры намного превышают длину тела. В примере 5 на фиг. 2 их длина $\lambda_1 \approx 40h = 20l$, а в примере 6 на фиг. 3 $\lambda_1 \approx 70h = 35l$, причем в конце времени



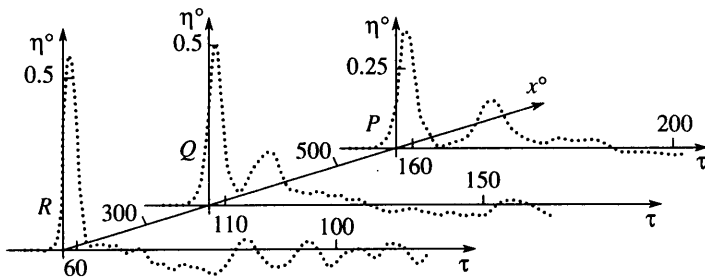
Фиг. 6. Пример "фазовой траектории" возмущения при $h = 3$ см, $h_1^\circ = 1/3$

наблюдения длина λ_1 продолжала возрастать. Обсуждаемый эффект обусловлен влиянием гидродинамического следа за телом. Сильное встречное течение в гидродинамическом следе противодействует переносу вытесненной телом жидкости вниз по потоку. При $U_0^\circ > 1,3$ вытесненная жидкость, как правило, не переносится и вверх по потоку, в результате чего формируется протяженная область повышения уровня за телом.

На фиг. 5 приведен пример зависимости c° и a° от U_0° . Обращает на себя внимание наличие на обоих графиках полочек, характерных для процессов "насыщения". В рассматриваемом процессе насыщение по a° начиналось раньше, чем по c° . В точке A на фиг. 5 сформировалась уединенная волна, приведенная на фиг. 4. При дальнейшем увеличении U_0° возмущения вперед от крыла не распространялись и характерная высота a° убывала. В примере на фиг. 5 "насыщение" по c° произошло в окрестности $c^\circ = c_2^\circ$. При других значениях h_1° полочка для c° располагалась и ниже, и выше c_2° или отсутствовала. Возможно, с этим связано то, что уединенную волну удалось получить только при $h_1^\circ = 1/3$, $D^\circ = 1/3$.

Представляют интерес траектории рассматриваемых волн на "фазовой плоскости" их параметров (a° , c°). Одна из таких траекторий приведена на фиг. 6. Примеры для другого способа внесения возмущений содержатся в [24]. На фиг. 6 нанесены также некоторые расчетно-теоретические графики, полезные при интерпретации экспериментальных траекторий. График 5 есть связь между a° и c° для идеальной свободной уединенной волны по расчетам [20]. График 6 – то же по теориям [21, 22] для уединенных волн малой амплитуды (зависимость между a° и c° в обеих теориях одинакова). График 7 ограничивает справа область существования идеальных уединенных волн по теории [26]. Заслуживают внимания также линия $c^\circ = 1$ (ось абсцисс), горизонтальная пунктирная линия $c^\circ = 1,3$ и вертикальная пунктирная линия $a^\circ = 0,827$. Их смысл пояснялся выше. График 4 аппроксимирует экспериментальные данные, полученные следующим образом.

Крыло за время $\tau_1 \approx 3,5$ выходило на режим с $U_0^\circ = 1,3$, проходило в этом режиме время $T^\circ \approx 55$, а затем плавно останавливалось за время $\tau_2 \approx 35$. Внесенное возмущение сначала было вынужденным. Этому участку траектории соответствуют



Фиг. 7. Возмущения в точках R, Q, P "фазовой траектории" на фиг. 6

экспериментальные точки I . В точке S сформировалась вынужденная стационарная уединенная волна, показанная на фиг. 4. Если бы движение крыла продолжалось, то S была бы конечной точкой траектории. Но после остановки крыла возмущение становится свободным и из-за диссипации энергии конечной точкой его траектории является состояние покоя $a^\circ = 0, c^\circ = 0$.

Экспериментальные точки 2 соответствуют свободным волнам с обрушивающимся передним фронтом, точки 3 – гладким свободным волнам. С течением времени свободное возмущение распадалось на уединенные волны и экспериментальная траектория 4 выходила на теоретические зависимости 5, 6. В процессе дальнейшего вырождения из-за вязкости амплитуда и скорость распространения реальных волн менялись так, что связь между ними достаточно долго описывалась моделью идеальной жидкости. Только при $a^\circ < 0,1$ начиналось отклонение в область существования линейных волн, для которых $c^\circ < 1$.

Процесс распада свободного возмущения на уединенные волны иллюстрируется на фиг. 7 графиками $\eta^\circ(\tau)$ для трех выделенных точек P, Q и R траектории на фиг. 6. Точка S этой траектории соответствует вынужденной уединенной волне. В точке R траектории волна еще имела форму одиночного бугра, но с обрушивающимся передним фронтом и с меньшей амплитудой, чем в точке S . В точке Q волна стала гладкой, появился второй бугор, а высота первого бугра уменьшилась. В точке P высота и скорость распространения первого бугра вышли на соответствующую зависимость для идеальной уединенной волны.

Заключение. На основе имеющейся в литературе и вновь полученной информации можно следующим образом оценить возможности современных методов расчета волн при движении тела в канале. Линейная теория применима лишь при $U_0^\circ \ll 1$ и очень малых D° . Гладкие волны хорошо описываются на основе уравнений Навье – Стокса, но при таких D° , когда влиянием гидродинамического следа можно пренебречь. Достаточно точной количественной оценки соответствующей границы пока нет.

Расчеты на основе уравнений Эйлера или уравнений потенциального движения также дают важные результаты. Один из них – достаточно точная оценка предельной скорости распространения уединенных волн, которая проявляет себя не только в разных задачах о волнах на мелкой воде, но в некоторых стационарных задачах гидравлики. Например, именно при такой скорости осредненного течения имеет место смена придонного и поверхностного режимов сопряжения бьефов за уступом в дне канала. Возможности приближенных теорий мелкой воды, учитывающих дисперсию волн, детально проанализированы в [27].

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 98-01-00750) и программы интеграционных фундаментальных исследований СО РАН, проект 2000-1.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Палладина О.М. Теория корабля. Указатель литературы на русском языке за 1774–1954 гг. Л., Судпромгиз, 1957. 369 с.
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. 275–292.
3. Pedersen G. Three-dimensional wave patterns generated by moving disturbances at transcritical speeds // *J. Fluid Mech.* 1988. V. 196. P. 39–63.
4. Protopopov B.E. Numerical investigation of soliton generation by a moving region of surface pressure // *Intern. Schrift. Numer. Math.* 1991. V. 99. P. 347–355.
5. Zhang D., Chwang A.T. On solitary waves forced by underwater moving objects // *J. Fluid Mech.* 1999. V. 389. P. 119–135.
6. Long R.R. Blocking effects in flow over obstacles // *Tellus.* 1970. V. 22. № 5. P. 471–480.
7. Browand F.K., Winant C.D. Blocking ahead of a cylinder moving in a stratified fluid: An experiment // *Geophys. Fluid Dynam.* 1972. V. 4. № 1. P. 29–53.
8. Baines P.G. Upstream blocking and airflow over mountains // *Annu. Rev. Fluid Mech.* 1987. V. 19. P. 75–97.
9. Букреев В.И., Гаврилов Н.В. Экспериментальное изучение возмущений впереди крыла, движущегося в стратифицированной жидкости // ПМТФ. 1990. № 2. С. 102–105.
10. Favre H. Ondes de translation dans les canaux decouverts. Paris: Dunod, 1935. 215 p.
11. Wiegel R.L., Noda E.L., Kuba E.M. et al. Water waves generated by landslides in reservoirs // *J. Waterways and Harbors Div. Proc. ASCE.* 1970. V. 96. № 2. P. 307–333.
12. Hammack J.L., Segur H. The Korteweg – de Vries equation and water waves. Pt 2. Comparison with experiments // *J. Fluid Mech.* 1974. V. 65. Pt 2. P. 289–314.
13. Букреев В.И., Гусев А.В. Волны в канале впереди вертикальной пластины // Изв. РАН. МЖГ. 1999. № 1. С. 82–90.
14. Ляпидевский В.Ю. Уравнения мелкой воды с дисперсией. Гиперболическая модель // ПМТФ. 1998. Т. 39. № 2. С. 40–46.
15. Thews J.G., Landweber L. The influence of shallow water on the resistance of a cruiser model. US Experimental Model Basin. Navy Yard. Washington. D.C. 1935. Rep. 408. 31 с.
16. Huang D.B., Sibul O.J., Webster W.S. et al. Ships moving in the transcritical range // *Proc. Conf. on Behaviour of Ships in Restricted Waters* // 11th Sci. and Metodological Sem. on Ship Hydrodynamics. Varna, Bulgaria, 1982. Preprints. V. 2. P. 26.1–26.12.
17. Know S.H., Park S.J., Park J., Yoon S.H. Experimental analysis of the nonlinear free surface waves generated by a 2-D hydrofoil // *Hydrodynamics* / Ed. Chwan, Lee & Yeung. Rotterdam: Balkema, 1996. P. 271–276.
18. Teng M.H., Wu T.Y. Nonlinear shallow water waves generated by submerged moving slender bodies: an experimental study // *Proc 7th Intern. Offshore and Polar Conf. Honolulu, Hawaii, USA, 1997.* V. 3. P. 313–317.
19. Кочин Н.Е., Кибель И.А., Розе Н.В. Теоретическая гидромеханика. Т. 1. М.: Физматгиз, 1963. 583 с.
20. Longuet-Higgins M.S., Fenton J.D. On the mass, momentum, energy and circulation of a solitary wave. 2 // *Proc. Roy. Soc. London. Ser A.* 1974. V. 340. № 1623. P. 471–493.
21. Boussinesq J. Theorie des onde et des remous qui se propagent le long d'un canal rectangulaire horizontal, en communiquant au liquide contenu dans ce canal des vitesses sensiblement pareilles de la surface au fond // *J. Mathematics.* 1872. V. 17. P. 55–108.
22. Rayleigh Lord. On waves // *Phil. Mag.* 1876. Ser 5. V. 1. № 5. P. 257–279.
23. Su C.H., Mirie R.M. On head-on collisions between two solitary waves // *J. Fluid Mech.* 1980. V. 98. Pt 3. P. 509–525.
24. Букреев В.И. О корреляции между теоретическими и экспериментальными уединенными волнами // ПМТФ. 1999. Т. 40. № 3. С. 44–52.
25. Гаврилов Н.В., Ляпидевский В.Ю. Аномальные режимы течения двухслойной жидкости над препятствием // ПМТФ. 1996. Т. 37. № 4. С. 81–88.
26. Atick C.J., Toland J.F. On solitary water-waves of finite amplitude // *Arch. Rat. Mech. Analysis.* 1981. V. 76. № 1. P. 9–95.
27. Teng M.H. Validity of existing analytical solutions for predicting long waves generated by submerged moving objects // *Proc. 8th Offshore and Polar Engng Conf. Montreal, 1998.* V. 3. Golden (Colo), 1998. P. 212–215.