

В. И. Букреев, Н. В. Гаврилов

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ВОЗМУЩЕНИЙ ВПЕРЕДИ КРЫЛА, ДВИЖУЩЕГОСЯ В СТРАТИФИЦИРОВАННОЙ ЖИДКОСТИ

Один из интересных нелинейных эффектов в области волновых движений жидкости — существование в определенных условиях значительных возмущений далеко впереди стационарно движущегося источника. Так, в [1] обнаружено, что впереди модели корабля образуется нестационарная последовательность волн, если скорость буксировки модели находится в некоторой окрестности критической скорости $c_* = \sqrt{gH}$ (H — глубина жидкости, g — ускорение силы тяжести). В случае стратифицированной жидкости наряду с поверхностной существует множество внутренних мод колебаний и для каждой из них может быть определена своя критическая скорость, ограничивающая сверху скорость распространения бесконечно малых гармонических возмущений этой моды. В классе стационарных волн превысить ее могут, например, уединенные волны или боры, для которых она является предельной снизу.

Далее приводятся результаты опытов с крылом, движущимся с околоскритической для одной из внутренних мод скоростью. Существенная особенность исследований — наличие в невозмущенном состоянии вертикального сдвига скорости. Из опубликованных по рассматриваемому эффекту примерно двух десятков работ наиболее информативны по затрагиваемым вопросам [2—5]. Возмущения впереди источника могут быть связаны и с другими причинами. Например, в [6] это следствие интенсивного импульса, вносимого в жидкость при разгоне цилиндра из состояния покоя, а в [7] — результат сложного характера движения цилиндра.

Опыты выполнялись в схематически изображенном на рис. 1 канале длиной 5 м, шириной 0,2, высотой 0,6 м. Канал заполнялся сначала раствором глицерина в воде с плотностью ρ_1 , а поверх него — дистиллированной водой с плотностью $\rho_3 < \rho_1$. Затем раствор и вода приводились в движение в противоположных направлениях со средними по глубине слоя скоростями u_1 и u_3 . С течением времени в потоке формировалась стабильная прослойка с характерной толщиной $h_2 \ll h_1, h_3$ и плотностью $\rho_3 < \rho_2 < \rho_1$. Для дополнительной регулировки h_2 использовались поворотные пластины 1, 3, 9 (см. рис. 1).

Нижний слой приводился в движение вращающимся цилиндром 8, расположенным несимметрично в зазоре между основным 6 и «ложным» 7 дном канала. Для выравнивания скорости служили перфорированная пластина 5 и направляющий аппарат 4. Верхний слой приводился в движение лопастным насосом через выравнивающие устройства, расположенные вне рабочей части канала. Изучались только режимы движения, устойчивые по отношению к неконтролируемым возмущениям. Контролируемые возмущения вносились симметричным крылом 2 с диаметром миделева сечения $D = 2$ см и с удлинением 6 : 1, буксируемым на трех державках диаметром 3 мм со скоростью U на расстоянии $h = \text{const}$ от свободной поверх-

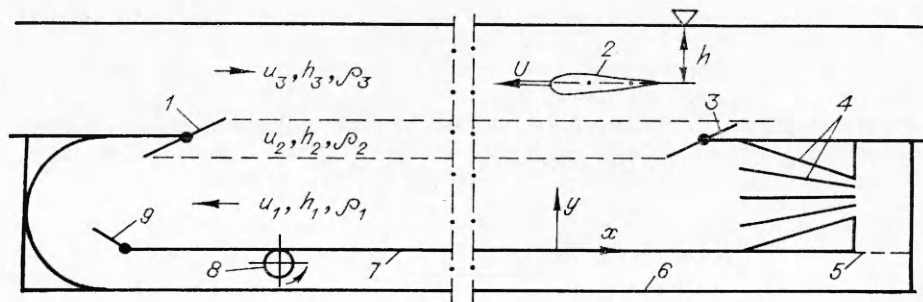


Рис. 1

ности. Характерное время разгона в состоянии равномерного движения имело порядок 0,1 с.

Скорость движения жидкости u определялась по деформации во времени метки, оставленной тонущим кристалликом малахитовой зелени. Типичный профиль $u(y)$ приведен на рис. 2 (линия 1). Вследствие капиллярных эффектов при малых u_3 имело место «прилипание» жидкости не только к дну, но и к свободной поверхности, помеченной на рис. 1, 3, 4 треугольником.

Распределение плотности $\rho(y)$ находилось лазером с использованием того, что при распространении луча света в среде, показатель преломления n которой меняется только по y , справедливо для любых точек 1 и 2 луча $n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$ (θ — угол между касательной к траектории луча и ссью y). Если n_1 и θ_1 известны, то задача определения n_2 в точке 2 сводится к измерению θ_2 , что можно сделать разными способами. При пересчете $n(y)$ в $\rho(y)$ учитывалась линейность соотношения между ними при малых вариациях ρ в опытах. Типичный пресфиль $\rho(y)$ приведен на рис. 2 (линия 2, $\rho_* = (\rho - \rho_3) \cdot 10^3$). Здесь имеются два резко выраженных скачка, по расстоянию между которыми определялось h_2 . В профиле скорости таких скачков нет. Этот интересный эффект обусловлен тем, что коэффициент молекулярной вязкости на несколько порядков превышает коэффициент диффузии примеси, меняющей ρ .

Визуализация вносимых крылом возмущений осуществлялась путем фотографирования через толщу жидкости светящегося экрана с сеткой наклонных линий. В зонах резких градиентов («скачков») плотности наблюдается характерное искажение наклонных линий на фотографиях (рис. 3 и 4).

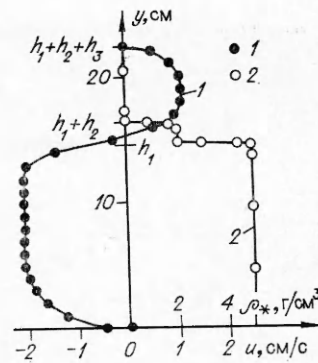
Детальный теоретический анализ критических скоростей для различных мод содержится в [4]. В условиях проведения опытов хорошим приближением является схема трехслойной жидкости с заменой свободной поверхности твердой крышкой. В этой схеме критические скорости определяются корнями уравнения

$$\rho_1 \rho_3 b_1^2 b_3^2 h_2 + \rho_1 \rho_2 b_1^2 b_2^2 h_3 + \rho_2 \rho_3 b_2^2 b_3^2 h_1 - \rho_1 b_1^2 h_2 h_3 g \Delta_2 - \\ - \rho_3 b_3^2 h_1 h_2 g \Delta_1 - \rho_2 b_2^2 h_1 h_3 g (\Delta_1 + \Delta_2) + h_1 h_2 h_3 g^2 \Delta_1 \Delta_2 = 0,$$

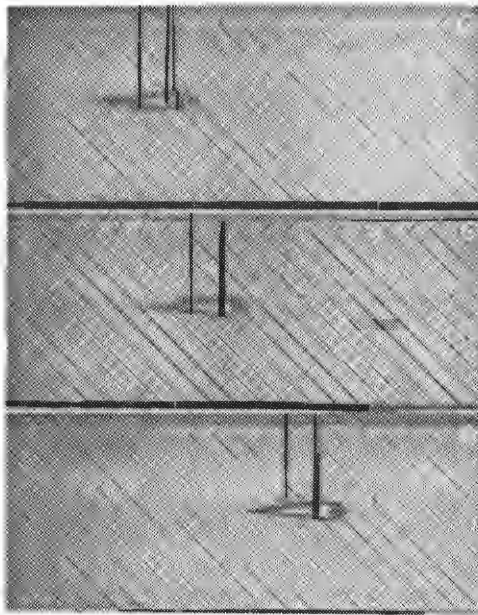
где $b_i = u_i - c$ (c — искомая критическая скорость, $i = 1, 2, 3$); $\Delta_1 = \rho_1 - \rho_2$; $\Delta_2 = \rho_2 - \rho_3$. Формула дает четыре корня: c_1^\pm и c_2^\pm , нижний индекс относится к номеру внутренней моды, верхний — к направлению распространения возмущений.

Фтоснимки на рис. 3 получены при $h_1, h_2, h_3 = 14,4; 1,5; 6,8$ см. $\rho_1, \rho_2, \rho_3 = 1,005; 1,002; 1,000$ г/см³, $u_1, u_3 = -2,0; 1,0$ см/с, $h = 9,3$ см. При $u_2 = 0$ расчетные значения $c_1^+, c_1^-, c_2^+, c_2^- = 4,58; -4,74; 1,25; -1,15$ см/с. Для снимка a $U/c_2^+ = 1$ и момент времени от начала движения $t = 100 \pm 2$ с. Впереди крыла есть значительные нестационарные возмущения, обогнавшие его примерно на $15D$. Они имеют форму уединенных волн в виде бугра на верхней границе и в виде ямы на нижней границе промежуточного слоя.

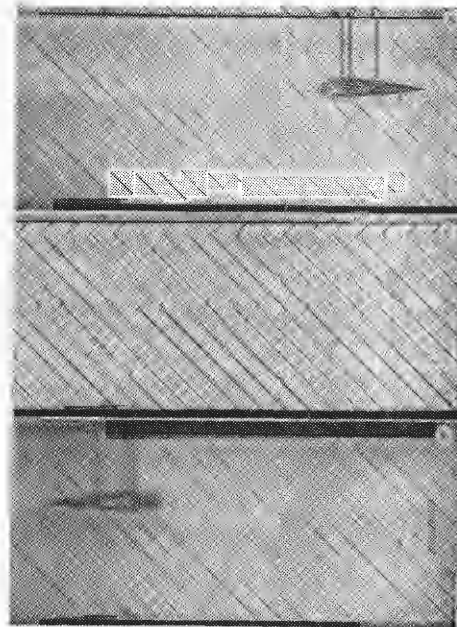
Заметные возмущения впереди крыла наблюдаются и в некоторой окрестности критических скоростей для различных мод. Ширина соответствующего интервала зависит от параметров задачи. В рассматриваемом примере возмущения перед крылом заметны при $0,75 < U/c_2^+ < < 1,6$. Поведение возмущений у верхней границы этого интервала иллюстрируется снимками $b, в$. Для фото b $U/c_2^+ = 1,45$, и хотя впереди крыла имеется сильное возмущение, оно практически уже не обгоняет крыло.



Р и с. 2



Р и с. 3



Р и с. 4

Для фото *в* $U/c_2^+ = 1,73$, возмущения впереди крыла отсутствуют. За крылом при такой и большей скоростях буксировки (вплоть до некоторой окрестности критической скорости c_1) формируются моногармонические волны с синхронным колебанием верхней и нижней границ промежуточного слоя.

Возмущения впереди крыла наблюдались при его буксировке с околокритическими скоростями в промежуточной прослойке или в верхнем слое и при смене направления движения. Они существуют также в покоящейся в невозмущенном состоянии жидкости, как это иллюстрируется на рис. 4, для которого $u_1 = u_2 = u_3 = 0$, плотности те же, что для рис. 3, $h_1, h_2, h_3 = 14,5; 1,3; 6,9$ см, $c_1^\pm, c_2^\pm = +4,84; \pm 1,19$ см/с. Для фото *а* $U = c_2^- = -1,19$ см/с, крыло движется влево в промежуточной прослойке, $t = 125 \pm 2$ с. Симметрия возмущений перед крылом на верхней и нижней границах прослойки отсутствует, что обусловлено как неодинаковостью «скачков» плотности на этих границах, так и незначительной несимметрией по отношению к ним траектории крыла. За крылом прослойка сильно утоньшается, что иллюстрирует связь рассматриваемых эффектов с явлением блокировки.

Для фото *б* $U/c_2^- = 0,82$, $t = 120 \pm 5$ с, передний фронт возмущения обогнал крыло более чем на $25D$ и на верхней границе сформировались уже три бугра. Фото *в* получено при $U/c_2^+ = 1,2$, $t = 87 \pm 2$ с. Скорость, с которой передний фронт обгоняет крыло, существенно уменьшилась. Сменился также характер несимметрии возмущений верхней и нижней границ прослойки.

Исследования возмущений при буксировке крыла со скоростями в окрестности критического значения c_1 , выполнявшиеся как при наличии, так и в отсутствие сдвига скорости между слоями, качественно подтвердили результаты опытов [3].

Авторы благодарят И. В. Стурову за полезный вклад в постановку задачи, Е. Ф. Ведерникова и Е. М. Романова за помощь при проведении опытов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Huang D.-B., Sibul O. J., Webster W. C. et al. Ships moving in the transcritical range // Proc. of conf. on behaviour of ships in restricted waters.— Varna, 1982.— V. 2.

2. Browand F. K., Winant C. D. Blocking ahead of a cylinder moving in a stratified fluid: An experiment // *Geophys. Fluid Dynam.*— 1972.— V. 4, N 1.
3. Baines P. G. A unified description of two-layer flow over topography // *J. Fluid Mech.*— 1984.— V. 146.— P. 127.
4. Baines P. G. A general method for determining upstream effects in stratified flow of finite depth over long two-dimensional obstacles // *J. Fluid Mech.*— 1988.— V. 188.— P. 1.
5. Baines P. G., Guest F. The nature of upstream blocking in uniformly stratified flow over long obstacles // *J. Fluid Mech.*— 1988.— V. 188.— P. 23.
6. Букреев В. И., Гусев А. В., Стурова И. В. Неустановившееся движение круглого цилиндра в двухслойной жидкости // *ПМТФ.*— 1983.— № 6.
7. Букреев В. И., Гусев А. В., Стурова И. В. Генерация внутренних волн при совместном поступательном и колебательном движении цилиндра в двухслойной жидкости // *ПМТФ.*— 1986.— № 3.

6. Новосибирск

Поступила 12/XII 1988 г.

УДК 533.69

Н. Ф. Воробьев

К ЗАДАЧЕ ОБТЕКАНИЯ СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ ТОНКОГО КРЫЛА КОНЕЧНОГО РАЗМАХА С ПОЛНОСТЬЮ ДОЗВУКОВЫМИ ПЕРЕДНИМИ КРОМКАМИ

Задача обтекания сверхзвуковым потоком слабоизогнутой несущей поверхности крыла конечного размаха, имеющего дозвуковые кромки при условии, что в носовой части передних кромок есть сверхзвуковой участок, решена Е. А. Красильщиковой [1, 2]. Исходя из условия обращения на части базовой плоскости вне проекции крыла потенциала скорости в нуль задача сводится к двумерному интегральному уравнению Абеля относительно нормальной производной потенциала вне проекции крыла на базовую плоскость. Обращение уравнения Абеля известно. Известно также решение задачи обтекания плоского треугольного крыла с полностью дозвуковыми передними кромками (коническое течение) [3].

При расчетах суммарных аэродинамических характеристик неплоских крыльев с полностью дозвуковыми передними кромками обычно используется прием замены носка крыла плоской треугольной пластиной с дозвуковыми передними кромками (предположение о коничности потока в носовой части крыла) или замены носка с дозвуковыми кромками каким-либо носком со звуковыми кромками, что сводит решение задачи к алгоритму Красильщиковой.

В [4] рассматривалась задача обтекания неплоского крыла с полностью дозвуковыми передними кромками в такой же постановке, как и в [1, 2] для крыла с частично сверхзвуковой передней кромкой (потенциал на базовой плоскости вне проекции крыла равен нулю). Задача сводится к двумерному интегральному уравнению вольтерровского типа относительно потенциала скоростей, решение которого возможно методом последовательных приближений. Нулевое приближение задается произвольно из каких-либо предположений.

В данной работе решение задачи обтекания слабоизогнутого крыла с полностью дозвуковыми передними кромками так же, как и в [1, 4], основывается на условии равенства нулю потенциала возмущений на базовой плоскости вне области проекции крыла. Получено интегральное уравнение второго рода вольтерровского типа относительно определяющего поток параметра — нормальной производной потенциала на базовой плоскости по одну из сторон крыла. Показана возможность решения этого уравнения методом последовательных приближений. Решение представляет собой ряд, члены которого — многократные интегралы от известных функций. Первый член ряда (нулевое приближение) отражает основные закономерности формирования возмущений в рассматриваемой точке. Приведено сравнение определяющего параметра потока, вычисленного в нулевом приближении, с известным точным решением, полученным другим методом в случае коничности потока. Совпадение хорошее в широком диапазоне отклонения передних кромок от звуковых. Проводить вычисление остальных членов ряда (многократных интегралов) нет практической необходимости. Нахождение же первого члена ряда состоит в вычислении однократного и двукратного интегралов от известных функций.

При обтекании сверхзвуковым потоком ($M > 1$) тел, слабовозмущающих набегающий поток, уравнения газовой динамики могут быть сведены к волновому уравнению для потенциала скоростей возмущения