

модели Маскета — Леверетта. При этом капиллярные перетоки жидкостей от головной к хвостовой части языков являются основным механизмом, регулирующим развитие языков, в нелинейной стадии их роста.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кац Р. М., Таранчук В. Б. Обзор работ по исследованию устойчивости фильтрационных течений // Динамика многофазных сред.— Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1981.
2. Homsy G. M. Viscous fingering in porous media // Ann. Rev. Fluid Mech.— 1987.— V. 19.— P. 271.
3. Chuoke R. L., Van Meurs P., Van der Poel C. The instability of slow, immiscible, viscous liquid-liquid displacement in permeable media // Trans. AIME.— 1959.— V. 216.— P. 188.
4. Bensimon D., Kadanoff L. P. et al. Viscous flow in two dimension // Rev. Modern Phys.— 1986.— V. 58, N 4.
5. Баренблатт Г. И., Ентов В. М., Рыжик В. М. Движение жидкостей и газов в природных пластах.— М.: Недра, 1984.
6. Рыжик В. М., Кисиленко Б. Е. Исследование продвижения границы раздела воды и нефти в пористой среде // Физико-геологические факторы при разработке нефтяных и нефтегазоконденсатных месторождений.— М.: Недра, 1969.
7. Бочаров О. Б., Кузнецов В. В. Численное моделирование неустойчивого вытеснения в пористой среде // Численные методы решения задач фильтрации многофазной несжимаемой жидкости.— Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1987.

г. Новосибирск

Поступила 15/XII 1987 г.,
в окончательном варианте —
7/IV 1988 г.

УДК 532.517.6:532.41:533.69

А. Н. Антонов, К. Н. Филиппов

ПУЛЬСАЦИИ ДАВЛЕНИЯ В ВЫЕМКЕ, ОБТЕКАЕМОЙ ДОЗВУКОВЫМ ИЛИ СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ ГАЗА

Проведено экспериментальное исследование пульсаций давления, возникающих при дозвуковом или сверхзвуковом обтекании выемки (выемка открытого типа [1]). Спектр пульсаций давления выемки характеризуется сплошной и дискретной составляющими. Изучению дискретной составляющей посвящены работы [2—8], где рассматривались механизм образования дискретной составляющей и ее характерные частоты. Некоторые данные по сплошной составляющей спектра представлены в [9].

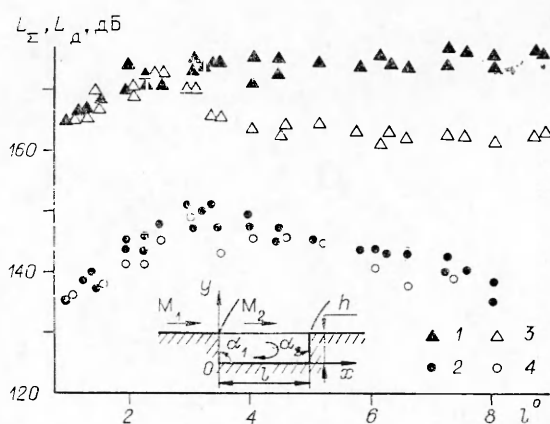
В данной работе исследовано влияние параметров течения на уровни сплошной и дискретной составляющих в спектре пульсаций давления выемки.

1. Эксперименты проведены в дозвуковой и сверхзвуковой аэродинамических трубах. Испытанные модели составляют две группы. К группе I относятся цилиндры (или составная модель: конус — цилиндр), имеющие осесимметричные кольцевые выемки на боковой поверхности глубиной h и относительной длиной $l^0 = l/h$, ось модели совпадала с направлением вектора скорости потока; к группе II — плоские пластины, которые являлись боковой стенкой рабочей части аэродинамической трубы размером 70×50 мм. В этих пластинах были выполнены выемки глубиной h , относительной длиной $l^0 = l/h$ и шириной $b = 70$ мм.

Все эксперименты проведены с выемками прямоугольной формы (рис. 1, $\alpha_1 = \alpha_2 = 90^\circ$, α_1, α_2 — угол между передней или задней стенкой выемки и ее дном). Параметры потока перед выемкой и размеры моделей, используемых в экспериментах, приведены в таблице, где M_1 — число Маха набегающего потока перед выемкой; T_0/T_w — отношение температуры торможения во внешнем потоке к температуре стенки; Re — число Рейнольдса, рассчитанное по параметрам внешнего потока и длине модели от критической точки до переднего края выемки; d — диаметр мишени модели; А, Б — группы экспериментов, проведенных соответственно в до- или сверхзвуковой аэродинамической трубе. Прямоугольная

система координат Oxy выбрана следующим образом: ось Ox вдоль дна, Oy вдоль передней стенки.

Были приняты специальные меры по уменьшению акустического фона в рабочей части дозвуковой аэродинамической трубы (продольно-щелевая перфорация, мелкоячеистая сетка, натянутая на перфорацию, рабочая часть охватывалась демпферной камерой, снабженной шумоглушащими клиньями (безэховая (камера)), которые позволили полностью



Р и с. 1

исключить возникновение паразитных дискретных составляющих, появляющихся в дозвуковых трубах, а также снизить на 6—15 дБ уровень сплошной составляющей спектра акустического фона.

На стенках и дне выемки заподлицо с ее поверхностью устанавливали датчики пульсаций давления (диаметр 6,25 мм) № 4136 фирмы «Брюль и Кьер» (Дания). Ряд экспериментов на больших моделях проводили с емкостными датчиками (диаметр 18 мм). Сигнал от датчика регистрировался магнитофоном М-168 или «Шлюмберже» (Франция). Анализ и обработку сигнала осуществляли с помощью анализатора фирмы «Брюль и Кьер». Спектральные характеристики определяли для полос частоты шириной $\Delta f = 10$ Гц, суммарные уровни в полосе $\Delta f = 20$ кГц. Корреляционные характеристики снимались с помощью коррелятора ММД70 фирмы «Диза» (ГДР) в $1/3$ октавной полосе частот с использованием полосовых фильтров ТДА-111 (ГДР). Погрешность измерения уровней пульсаций давления составляла 2—3 дБ.

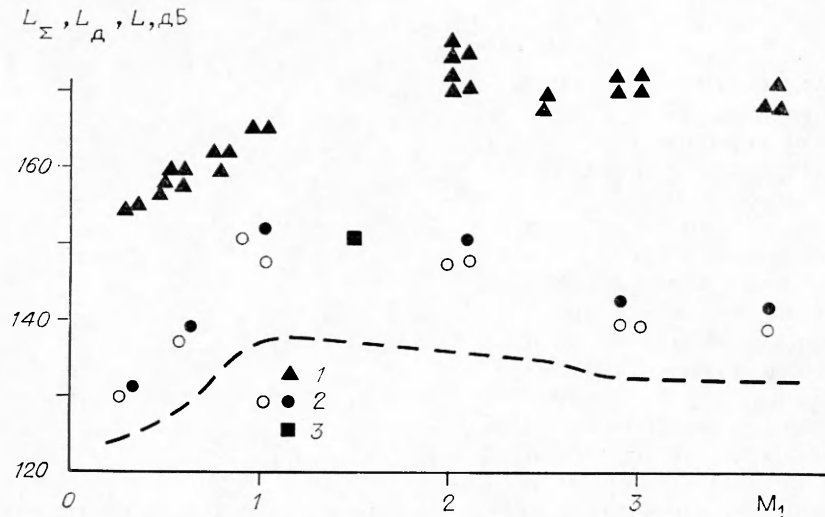
2. Рассмотрим результаты экспериментального исследования пульсаций давления в выемке. Уровни пульсаций давления представим в виде

$$L = 20 \lg \left(\frac{\sigma}{\sigma_0} \frac{p_{ат}}{p_1} \right), \quad L_1 = 20 \lg \left(\frac{\sigma_1}{\sigma_0} \frac{p_{ат}}{p_{11}} \right), \quad L_\Sigma = 20 \lg \left(\frac{\sigma_\Sigma}{\sigma_0} \frac{p_{ат}}{p_1} \right).$$

Здесь σ , σ_1 , σ_Σ — среднеквадратичные значения пульсаций давления в полосе частот $\Delta f = 10$; 1 Гц и 20 кГц; $\sigma_0 = 2 \cdot 10^{-5}$ Па; $p_{ат}$ — стандартное атмосферное давление; p_1 — статическое давление в потоке перед выемкой.

Эксперименты показывают, что для плоских течений при относительной ширине выемки $b^0 = b/h \geq 2$ автомодельный по числу Рейнольдса режим течения возникает при $Re \geq 4 \cdot 10^6$ (при турбулентном режиме течения в пограничном слое перед выемкой). При $Re < 4 \cdot 10^6$ уменьшение Re приводит к увеличению суммарных уровней L_Σ . Ниже рассмотрим выемки для $b^0 \geq 2$ и $Re \geq 4 \cdot 10^6$. Из экспериментов видно, что уровни пульсаций давления на задней стенке выше, чем на передней и на дне выемки. Максимальные пульсации давления реализуются в районе задней кромки выемки. На рис. 1 представлены уровни L_Σ на передней и

Группа модели	M_1	Re	$\frac{T_0}{T_w}$	h , мм	l^0	d , мм
I (А)	0,3—1,0	$6 \cdot 10^6$ — 10^7	1	10—65	1—6	230
I (Б)	2,0—3,75	$4 \cdot 10^6$ — $2 \cdot 10^7$	1	10—28	1—6	96
II (Б)	2,0—4,0	$8 \cdot 10^5$ — $6 \cdot 10^7$	1—1,6	10—25	1—8	—

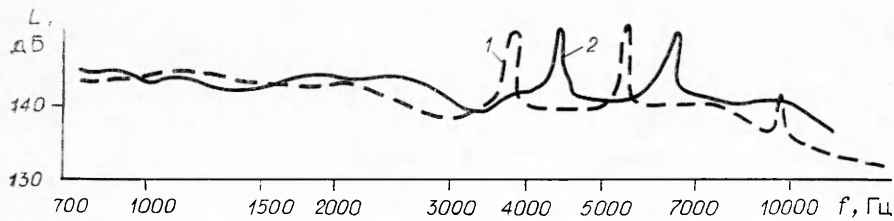


Р и с. 2

задней стенке выемки при изменении ее длины для $M_1 = 2,1$, $\delta_1/h = 0,1-0,5$, $T_0/T_w = 1-1,6$, $y^0 = y/h = 0,5$ (1, 3 — L_z , 2, 4 — уровень основного тона дискретной составляющей L_d , 1, 2 — задняя стенка, 3, 4 — передняя). Видно, что при увеличении l^0 выемки уровень L_z на задней стенке возрастает. При $l^0 \leq 2,5$ уровни пульсаций давления на передней стенке равны уровням пульсаций давления на задней стенке. При $l^0 > 2,5$ пульсации давления на передней стенке меньше, чем на задней. При $l^0 \geq 4$ уровни L_z на передней стенке примерно постоянны. Изменение T_0/T_w в диапазоне от 1 до 1,6 практически не влияет на L_z . Относительная толщина пограничного слоя перед его отрывом $\delta_1/h = 0,1-0,5$ тоже не оказывает существенного воздействия на пульсации давления. Влияние M_1 перед выемкой на L_z показано на рис. 2, где точки 1 — L_z ($l^0 = 2$, $\delta_1/h = 0,3$, $T_0/T_w = 1$), 2, 3 — максимальный уровень L_d^* при различных l^0 , штриховая линия — уровень L ($l^0 = 2$, $\delta_1/h = 0,3$, $T_0/T_w = 1$), темные точки для задней стенки выемки ($y^0 = 0,5$), светлые — для передней ($y^0 = 0,5$), 3 — экспериментальные данные [7].

Высокие уровни L_z пульсаций давления на задней стенке определяются взаимодействием турбулентного слоя смещения со стенкой. На передней стенке пульсации давления регулируются двумя процессами: излучением шума от места взаимодействия слоя смещения с задней стенкой; взаимодействием струи обратных токов, возникающих в выемке, с передней стенкой. При малых длинах l^0 скорость обратных токов незначительна и пульсации давления на передней стенке определяются излучением от задней стенки (при $l^0 < 2,5$ уровень пульсаций давления на передней стенке приблизительно равен уровню на задней). При $l^0 > 4$ основное влияние на пульсации давления на передней стенке оказывает струя обратных токов.

Характерные спектры пульсаций давления, измеренные в выемке, приведены на рис. 3. В зависимости от M_1 , Re , l^0 в спектрах пульсаций давления возможно появление дискретных составляющих, которые могут превышать уровень сплошного спектра на 6—15 дБ. Например, в спектрах, полученных на задней стенке выемки при $M_1 = 2,1$, $l^0 = 3,3$, $Re = 4,5 \cdot 10^6$, $T_0/T_w = 1-1,6$ (линии 1, 2 — $T_0/T_w = 1$; 1,6), $L_{\pi} = 150-151$ дБ и превышает уровень сплошного шума на 10—12 дБ. При этом спектр пульсаций давления без выемки не содержит дискретных составляющих, имея интенсивность сплошного шума в диапазоне частот $f = 500-5000$ Гц на уровне $L = 115-120$ дБ. Таким образом, среднеквадратичные значения амплитуды резонансных колебаний давления в выемке превышают среднеквадратичную амплитуду сплошного шума на



Р и с. 3

поверхности без выемки в 30—40 раз, а в выемке — в 4 раза. На частотах $f = 700\text{—}5000$ Гц $L = 140\text{—}145$ дБ, т. е. среднеквадратичные значения сплошного шума в выемке превышают среднеквадратичные значения сплошного шума на поверхности модели без выемки в 10—30 раз.

Ниже представлены данные экспериментов по уровням дискретной составляющей, полученные для передней и задней стенки выемки при $Re > 4 \cdot 10^6$. Для передней стенки результаты экспериментов можно для $M_1 = 0,3\text{—}1,0$, $l^0 = 0,7\text{—}6,6$, $\delta_1/h = 0,2\text{—}0,5$ аппроксимировать зависимостью $\bar{L}_d = b_0 + b_1 M_1$, где $b_0 = 123,6$, $b_1 = 21,4$. Для задней стенки экспериментальные результаты полезно разбить на две группы. В первую входят данные, полученные при $0,7 \leq l^0 \leq 1,5$. Они образуют единую зависимость $L_d = L_d(M_1)$ для основного и первого тонов дискретной составляющей по M_1 набегающего потока, которая является универсальной в диапазоне $M_1 = 0,4\text{—}1,0$ и определяется формулой $L_d = \bar{b}_0 + \bar{b}_1 M_1$ ($\bar{b}_0 = 120$, $\bar{b}_1 = 25$). Аналогичную зависимость $L_d = \tilde{b}_0 + \tilde{b}_1 M_1$ ($\tilde{b}_0 = 130$, $\tilde{b}_1 = 20$) можно построить для второй группы экспериментальных данных, найденных для $1,5 \leq l^0 \leq 6,6$.

Для сверхзвуковых течений ($M_1 > 1$) изменение уровней дискретной составляющей по l^0 и M_1 показано на рис. 1, 2. На рис. 1 приведено влияние относительной длины выемки на L_d (точки 2, 4) при $M_1 = 2,1$. Максимальный уровень L_d^* реализуется при $l^0 \approx 3$. В опытах не удалось получить уровни L_d при $l^0 < 1$, так как амплитудно-частотная характеристика микрофонов, используемых при измерениях, ограничена сверху по частоте ($f_v = 20$ кГц). В области $l^0 > 9$ дискретные составляющие отсутствуют из-за перестройки течения в выемке (открытая выемка переходит в закрытую). Аналогичные результаты по L_d получены и для других значений $M_1 > 1$. Пульсации давления на частоте дискретной составляющей на поверхности задней кромки выемки представляют собой пульсации давления гидродинамического типа, так как вызваны периодическим воздействием крупномасштабных вихрей слоя смещения на эту поверхность [8]. На остальных поверхностях выемки (передняя стенка, дно, часть поверхности задней стенки) пульсации давления на частоте дискретной составляющей — пульсации давления акустического типа. Физическая природа этих пульсаций давления обсуждалась в [8].

Максимальные уровни L_d^* в выемке для различных значений l^0 и диапазона $M_1 = 0,3\text{—}3,7$ собраны на рис. 2. Можно видеть, что наибольшие пульсации давления реализуются при $M_1 \approx 1$. Уровни L_d^* превосходят уровни L на 6—15 дБ.

Анализ экспериментальных данных по сплошной составляющей спектра пульсаций давления показывает его гидродинамический характер. Спектр пульсаций давления по своей форме близок к спектру при натекании турбулентной струи на плоскую преграду. На рис. 4 представлена зависимость относительной спектральной плотности $\sigma^0 = \sqrt{\bar{f}_0 \sigma_1 / \sigma_\Sigma}$ от числа Струхала $Sh = f/f_0$ (точки 1 — $M_1 = 2,1$, $l^0 = 2,4\text{—}5,2$, $T_0/T_w = 1\text{—}1,6$, $x^0 = x/h = 1,6\text{—}2,6$, $y^0 = 0$; 2 — $M_1 = 2,9$, $l^0 = 3,2$, $T_0/T_w = 1$, $x^0 = 1,6$, $y^0 = 0$; 3 — $M_1 = 2,1$, $l^0 = 2,4\text{—}3,2$, $T_0/T_w = 1$, $x/l = 1$, $y^0 = 0,4\text{—}0,7$; 4 — $M_1 = 3$, $l^0 = 2,1\text{—}3,2$, $T_0/T_w = 1$, $x/l = 1$, $y^0 = 0,4\text{—}0,7$; 5 — $M_1 = 2,4$, $l^0 = 2,3$, $T_0/T_w = 1$, $x/l = 0$, $y^0 = 0,2\text{—}0,5$; 6 —

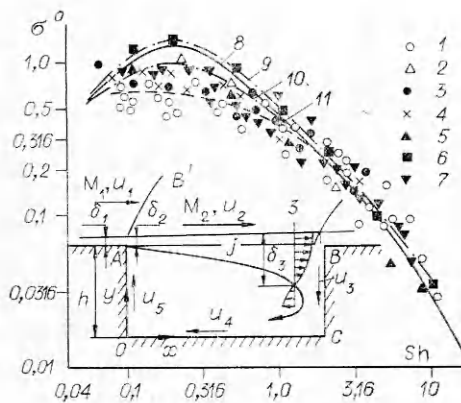


Рис. 4

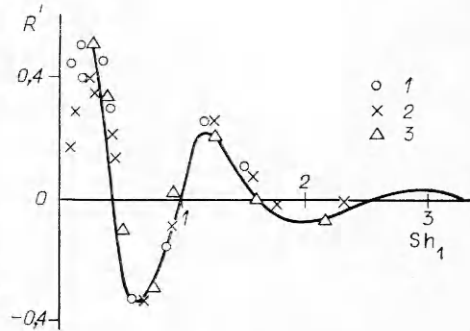


Рис. 5

$M_1 = 1,5$, $l^0 = 2,25$, $T_0/T_w = 1$, $x/l = 1$, $y^0 = 0,5$ [7]; 7 — $M_1 = 0,3-1$, $l^0 = 1,5-2,0$, $T_0/T_w = 1$, $x/l = 1$, $y^0 = 0,4-0,7$; $Re = (4-20) \cdot 10^6$. Результаты обработки экспериментальных данных, измеренных на задней и передней стенке и дне выемки, образуют единую зависимость.

Для задней стенки $f_0 = u_j/\delta_3$, для дна выемки $f_0 = u_3/l$, а для передней стенки $f_0 = u_4/h$. Здесь u_j — скорость на разделяющей линии тока турбулентного слоя смешения, u_3 — скорость на внешней границе пограничного слоя на задней стенке, u_4 — скорость на внешней границе пограничного слоя на дне выемки. Согласно работе [1], $u_j/u_2 = 0,548 + 0,018M_1$, $u_3 \approx 0,42 u_2$, $u_4 = 0,3 u_2$ для $M_1 < 1$ и $u_4 = 0,25 u_2$ для $M_1 \geq 1,5$; толщина турбулентного слоя смешения δ_3 перед задней стенкой вычислялась по методу [1]. Выбор характерных размеров δ_3 и l, h в соотношении для f_0 неслучаен. Турбулентный слой смешения несет вихри, характерный масштаб которых пропорционален δ . После взаимодействия с задней стенкой выемки слой смешения образует течение (направленное вдоль стенки ко дну), которое может рассматриваться как течение в турбулентном слое смешения струи радиусом $l/2$, натекающей на плоскую преграду — дно выемки. На передней стенке при $l^0 > 4$ пульсации давления определяются взаимодействием струи обратных токов радиусом $h/2$ с этой стенкой.

На рис. 4 показаны относительные спектральные плотности, измеренные на плоской преграде при натекании на нее турбулентной струи (плоская струя — линия 8, $r/R_1 = 0$ и осесимметричные струи — линии 9—11, $r/R_1 = 0; 0,8; 1,2$ соответственно). Ось струи перпендикулярна плоскости преграды, r — расстояние точки наблюдения на преграде от критической точки, R_1 — радиус струи перед взаимодействием с преградой. Относительный спектр для расстояний $r/R_1 = 0$ взят из [10], спектры при $r/R_1 = 0,8$ и $1,2$ предоставлены В. М. Купцовым. Из рис. 4 видно удовлетворительное согласие экспериментальных данных, полученных в выемке, с данными по натеканию струи на преграду.

Рассмотрим корреляционные характеристики сплошной составляющей спектра пульсаций давления. На рис. 5 показаны результаты измерения действительной части продольного нормированного взаимного спектра $R' = R'(\Delta x, 0, f)$ с помощью двух микрофонов, установленных на дне выемки на расстоянии между их центрами Δx (точки 1—3 соответствуют $M_1 = 3,7; 3,7; 2,1$, $l^0 = 3,3; 2,6; 3$, $\Delta x/l = 0,14; 0,2; 0,24$; $T_0/T_w = 1,35; 1,42; 1$, линия — расчет по соотношению (2.2) при $Sh_1 > 0,25$). Здесь $Sh_1 = k\Delta x$ ($k = 2\pi f/u_2$ — волновое число). Данные экспериментов при $Sh_1 > 0,25$ удовлетворительно описываются зависимостью $R' = \exp[-(a_x/b_x)Sh_1] \cos(a_x Sh_1)$ ($a_x = 1,57$, $b_x = 3,14$).

Характер зависимости $R' = R'(Sh_1)$ отвечает пульсациям давления гидродинамического типа. Действительно, для пульсаций давления акустического типа характерной является скорость звука и при $Sh_1 \rightarrow 0$

$R' \rightarrow 1$. В нашем случае определяющая скорость — это скорость потока u_2 , и при $Sh_1 < 0,25$ уменьшение Sh_1 при $\Delta x/l = \text{const}$ ведет к уменьшению R' (см. рис. 5), что присуще пульсациям давления гидродинамического типа.

ЛИТЕРАТУРА

1. Чжен П. Отрывные течения. — М.: Мир, 1973. — Т. 1—3.
2. Морозов М. Г. Акустическое излучение полостей, обтекаемых сверхзвуковым потоком газа // Изв. АН СССР. ОН. Механика и машиностроение. — 1960. — № 2.
3. Rossiter I. E. Wind tunnel experiments on the flow over rectangular cavities at subsonic and transonic speeds/Amer. Rocket Soc. — N. Y., 1966. — (ARS RM 3438).
4. Heller H., Bliss D. The physical mechanism of flow-induced pressure fluctuations in cavities and concepts for their suppression. — N. Y., 1975. — (Pap./AIAA; N 75-491).
5. Морозов М. Г. Самовозбуждение колебаний при сверхзвуковых отрывных течениях // ИФЖ. — 1974. — Т. 27, № 5.
6. Биланин, Коверт. Оценка возможных частот возбуждения для прямоугольных полостей малой глубины // РТК. — 1973. — № 3.
7. Hankey W. L., Shang J. S. Analyses of pressure oscillations in a open cavity // AIAA J. — 1980. — V. 18, N 8.
8. Антонов А. Н., Вишняков А. Н., Шалаев С. П. Экспериментальное исследование пульсаций давления в выемке, обтекаемой дозвуковым или сверхзвуковым потоком газа // ПМТФ. — 1981. — № 2.
9. Clark R. L., Kaufman L. G., Maciulailis A. Aero-acoustic measurements for Mach 0,6 to 3,0 flows past rectangular cavities. — N. Y., 1980. — (Pap./AIAA; N 80-0036).
10. Купцов В. М., Сырчин А. Ф. и др. Пульсации давления на преграде при натекании струи // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1980. — № 1.

г. Москва

Поступила 1/XII 1987 г.,
в окончательном варианте —
23/II 1988 г.

УДК 551.466

Ю. В. Владимиров

ПОЛЕ ВНУТРЕННИХ ВОЛН В ОКРЕСТНОСТИ ФРОНТА, ВОЗБУЖДЕННОЕ ИСТОЧНИКОМ, ДВИЖУЩИМСЯ НАД ПЛАВНО МЕНЯЮЩИМСЯ ДНОМ

С помощью метода геометрической оптики в [1] решена задача о распространении над плавно меняющимся дном гармонических по времени и квазисинусоидальных по пространству поверхностных волн. Аналогичная задача для внутренних волн с произвольным распределением по глубине частоты Брента — Вэйсяля рассматривалась в [2]. В [3] исследовался случай локально-синусоидальных по пространству и времени внутренних волн при наличии медленно меняющихся сдвиговых течений. Трансформация волн Эйрп в плавнонеоднородном по горизонтали слое рассмотрена в [4]. Для движущегося в слое стратифицированной жидкости источника в случае постоянной глубины слоя фронты и линии равной фазы построены в [5]. Асимптотика решения для движущегося источника в окрестности фронта отдельной моды была выписана в [6].

В настоящей работе методом бегущей волны [7], который является одной из модификаций метода геометрической оптики, рассматривается задача о поле внутренних волн в окрестности фронта отдельной моды, генерируемом движущимся над плавно меняющимся дном точечным источником массы.

1. Постановка задачи и выбор вида решения. Рассмотрим слой жидкости с частотой Брента — Вэйсяля $N(z)$, ограниченный поверхностью $z = 0$ и дном $z = H(X, Y)$. Точечный источник интенсивности Q движется равномерно и прямолинейно со скоростью V на глубине z_0 в положительном направлении оси X . Тогда поле скоростей в приближении Буссинеска удовлетворяет следующей линеаризованной системе уравнений:

$$(1.1) \quad \frac{\partial^2}{\partial T^2} \left(\Delta w + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) + N^2(z) \Delta w = Q \delta_{TT}''(X - VT) \delta(Y) \delta'(z - z_0),$$

$$\Delta u + \nabla \frac{\partial w}{\partial z} = Q \delta(z - z_0) \nabla (\delta(X - VT) \delta(Y)).$$