

формы профиля рельефа дна предложена методика расчета бароклинного прилива.

Расчеты, проведенные по данной методике для склона (14) и стратификации (13), моделирующей пикноклин, показали возможность квазирезонансного механизма генерации бароклинного прилива. Это выражается в том, что амплитуды внутренних волн имеют резкие всплески при определенных соотношениях между параметрами стратификации и рельефа дна.

V. I. Vlasenko, L. V. Cherkesov

GENERATION OF INTERNAL TIDE OVER THE CONTINENTAL SLOPE

Abstract

The internal waves, generated by semidiurnal barotropic tide in the regions of the continental slope, are studied within the framework of general linear theory. Methods for calculating wave fields is proposed for distributing the Väisälä-Brunt frequency of rather general view. Particular analysis is performed either for stratification of fluid, modelling pycnocline, or for bottom profile, prescribed by simple trigonometric expression.

1. *Effects of friction and surface tide angle of incidence on the coastal generation of internal tides* / J. G. Weigand, H. G. Farmer, S. J. Prinsenberg et al. // *J. Mar. Res.*— 1969.— 27, N 2.— P. 241—259.
2. Голубев Ю. Н., Черкесов Л. В. О генерации внутренних волн в области локализованного поднятия дна // *Морские гидрофизические исследования.*— Севастополь: МГИ АН УССР, 1980.— № 1.— С. 13—22.
3. Бабий М. В. Внутренние волны над подводным хребтом // *Поверхностные и внутренние волны.*— Севастополь: МГИ АН УССР, 1981.— С. 28—33.
4. Букатов А. Е., Черкесов Л. В. Волны в неоднородном море.— Киев: Наук. думка, 1983.— 224 с.
5. Sandstrom H. On topographic generation and coupling of internal waves // *Geophys. Fluid Dyn.*— 1976.— 7, N 3/4.— P. 271—297.
6. Baines P. G. On internal tide generation models // *Deep-Sea Res.*— 1982.— 29, N 3A.— P. 307—339.
7. Prinsenberg S. J., Rattray M. J. Effects of continental slope and variable Brunt-Väisälä frequency on the coastal generation of internal tides // *Ibid.*— 1975.— 22.— P. 251—263.
8. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики.— М.: Наука, 1972.— 735 с.
9. Власенко В. И., Черкесов Л. В. Распространение внутренних волн в непрерывно стратифицированном океане переменной глубины // *Морской гидрофизический журнал.*— 1986.— № 3.— С. 24—30.
10. Воронович А. Г. Распространение внутренних и поверхностных гравитационных волн в приближении геометрической оптики // *Изв. АН СССР. ФАО.*— 1976.— 12, № 6.— С. 850—857.

Мор. гидрофиз. ин-т АН УССР

Поступила 24.02.86
После доработки 12.06.86

УДК 532.5:551.465.6

А. Е. Букатов, О. М. Букатова

Вынужденные волны в двухслойной жидкости с переменной глубиной невозмущенной поверхности скачка плотности

Изучается влияние переходной фронтальной зоны с монотонным уменьшением глубины невозмущенной поверхности скачка плотности на амплитуды и поле скорости поверхностных и внутренних волн. Рассматривается зависимость возбуждаемого волнового движения от широтных распределений параметров Кориолиса и Россби.

При горизонтальной в невозмущенном состоянии границе раздела двухслойной жидкости внутренние волны изучались в [1—6]. Генерация внутренних волн при набегании баротропной волны на фронтальную зону, моделируемую изменением толщин слоев, рассматривалась в [6—8]. Влияние фронтальной зоны типа термического гребня на вол-

новое возмущение уровня свободной поверхности и границы слоев двухслойной жидкости, возбуждаемое бегущей вдоль канала волной атмосферного давления с переменной в поперечном направлении амплитудой, анализировалось в [9].

В этой работе изучается влияние переходной фронтальной зоны с монотонным уменьшением глубины невозмущенной поверхности скачка плотности на амплитуды и поле скорости поверхностных и внутренних волн. Рассматривается зависимость возбуждаемого волнового движения от широтных распределений параметров Кориолиса и Россби, соответствующих классическому приближению теории волн, приближению β -плоскости и полному учету изменений этих параметров с широтой.

1. Пусть двухслойная идеальная несжимаемая жидкость заполняет бесконечно длинный зональный канал постоянной ширины $2b$. Верхний слой жидкости имеет толщину $H_1(y) = h_0 h_1(y)$, $h_0 = \text{const}$ и плотность $\rho_1 = \text{const}$, а нижний — толщину $H_2(y) = H_0 - H_1(y)$, $H_0 = \text{const}$ и плотность $\rho_2 = \text{const}$. Рассмотрим зависимость волнового движения, возбуждаемого периодическими перемещающимися вдоль канала возмущениями атмосферного давления

$$p = p_0 f(y) \cos \theta, \quad \theta = kx - \sigma t, \quad (1.1)$$

от изменений толщины слоев жидкости поперек канала.

В предположениях линейной теории длинных волн задача заключается в решении системы уравнений

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_1}{\partial t} - l v_1 &= -g \frac{\partial \zeta_1}{\partial x} - \frac{1}{\rho_1} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad \frac{\partial v_1}{\partial t} + l u_1 = -g \frac{\partial \zeta_1}{\partial y} - \frac{1}{\rho_1} \frac{\partial p}{\partial y}, \\ \frac{\partial \zeta_1}{\partial t} - \frac{\partial \zeta_2}{\partial t} &= -v_1 \frac{dH_1}{dy} - \left(\frac{\partial u_1}{\partial x} + \frac{\partial v_1}{\partial y} \right) H_1, \\ \frac{\partial u_2}{\partial t} + U_0 \frac{\partial u_2}{\partial x} + \left(\frac{d}{dy} U_0 - l \right) v_2 &= -g \left(\gamma \frac{\partial \zeta_1}{\partial x} + \varepsilon \frac{\partial \zeta_2}{\partial y} \right) - \frac{1}{\rho_2} \frac{\partial p}{\partial x}, \\ \frac{\partial v_2}{\partial t} + U_0 \frac{\partial v_2}{\partial x} + l u_2 &= -g \left(\gamma \frac{\partial \zeta_1}{\partial y} + \varepsilon \frac{\partial \zeta_2}{\partial x} \right) - \frac{1}{\rho_2} \frac{\partial p}{\partial y}, \\ \frac{\partial \zeta_2}{\partial t} + U_0 \frac{\partial \zeta_2}{\partial x} &= -\frac{dH_2}{dy} v_2 - \left(\frac{\partial u_2}{\partial x} + \frac{\partial v_2}{\partial y} \right) H_2, \quad U_0 = \frac{g\varepsilon}{l} \frac{dH_1}{dy}, \\ l &= 2\omega_0 \sin(\varphi_0 + yR^{-1}), \quad \gamma = \rho_1/\rho_2, \quad \varepsilon = 1 - \gamma \end{aligned} \quad (1.2)$$

с граничными условиями $v_1 = v_2 = 0$ при $y = \pm b$.

Здесь ζ_1, ζ_2 — возвышения свободной поверхности и поверхности раздела слоев; φ_0 — широта места прохождения оси канала; R — радиус Земли; U_0 — скорость стационарного потока вдоль оси x , обусловленного изменением глубины залегания поверхности раздела плотности; ось x направлена по оси канала, ось y перпендикулярна оси канала.

Отыскивая периодические по времени t и продольной координате x решения системы (1.2), получим для определения $\zeta_{1,2}$ два обыкновенных дифференциальных уравнения второго порядка с переменными коэффициентами и соответствующими граничными условиями. Они имеют вид (1.4), (1.5) работы [9]. Полученная система сводилась к задаче Коши и решалась численно методом Рунге—Кутты. Расчеты проводились как при постоянной толщине верхнего слоя ($H_1 = h_0$), так и для функции

$$H_1(y) = \exp \left[-\frac{1}{2} n \left(\text{th} \frac{my}{b} + 1 \right) \right],$$

моделирующей уменьшение толщины верхнего слоя с приближением к правой стенке канала в переходной фронтальной зоне, представляющей собой полосу $|y| < 3b/m$. Вне этой полосы толщину верхнего слоя с точностью до 1% можно считать постоянной, равной h_0 слева от по-

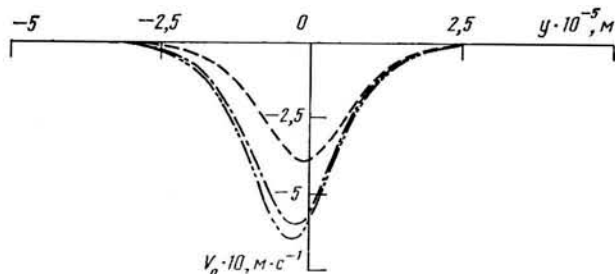
досы. Справа от зоны толщина слоя определяется величиной n . Изменение толщины H_1 внутри зоны сопровождается однонаправленным потоком со скоростью $U(y)$. Максимальное по модулю значение скорости потока достигается при $y=y^*$, удовлетворяющем уравнению $\text{sh}(2my/b) = n/2$. При численных расчетах предполагалось, что $f(y) = \cos(\pi y/2b)$,

$$b = 5 \cdot 10^5 \text{ м}, H_0 = 4 \cdot 10^3 \text{ м}, R = 6,37 \cdot 10^6 \text{ м},$$

$$2\omega = 1,458 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}, \varepsilon = 10^{-2}, \rho_0 = 10^3 \text{ Па},$$

$$k = 6,28 \cdot 10^{-6} \text{ м}^{-1}, h_0 = 200 \text{ м}, \sigma = 1,45 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}.$$

Ось канала располагалась на широтах 20 и 60° . Значения n принимались равными $0, \ln 2, \ln 4, \ln 5$, что соответствует толщинам верхнего слоя $h_0, h_0/2, h_0/4, h_0/5$ справа от переходной зоны. Величина m , характе-



Р и с. 1. Распределение скорости потока, обусловленного наклоном невозмущенной поверхности скачка плотности

ризующая ширину зоны, бралась равной $5, 10, 25$. Рассматриваемой геометрии границы слоев жидкости при $m=5, \varphi_0=60^\circ$ отвечают профили $U_0(y)$ (рис. 1). Штриховой и штрихпунктирной линиям с одной и двумя точками соответствуют здесь n , равные $\ln 2, \ln 4, \ln 5$. При горизонтальной границе слоев ($n=0$) поток отсутствует ($U_0=0$). В случаях $m=10$ и $m=25$ вид функции $U_0(y)$ качественно такой же, как и для $m=5$. Отличия состоят только в том, что ширина фронтальной зоны становится меньшей (300 и 120 км), а максимальные (по модулю) значения U_0 , достигаемые при $y=y^*$, возрастают. В частности, при $m=10$ они стали равными $0,8; 1,2; 1,3$ м \cdot с $^{-1}$ соответственно при n , равных $\ln 2, \ln 4, \ln 5$. Положение экстремального значения U_0 с ростом m смещается к оси y .

2. Пусть ось канала проходит по широте 20° . Тогда в случае горизонтальной в невозмущенном состоянии границы раздела слоев ($n=0$) уровень свободной поверхности, амплитудные значения составляющих скорости поверхностных волн и амплитуда внутренних волн больше, чем при наличии переходной фронтальной зоны ($n>0$). Это иллюстрируют рис. 2—4, где штриховыми, штрихпунктирными линиями с одной и двумя точками представлены распределения волновых характеристик по ширине канала соответственно при толщине верхнего слоя справа от зоны 200 ($n=0$), 100 ($n=\ln 2$), 50 ($n=\ln 4$), 40 ($n=\ln 5$) метров в случае $m=10$. На рис. 2 линии с номером j отвечают ξ_j ($j=1, 2$), а на рис. 3, 4 линии с номером l представляют продольную (u_1, u_2), а с номером 2 — поперечную (v_1, v_2) составляющие скорости в верхнем (рис. 3) и нижнем (рис. 4) слоях. Средние амплитудные уровни, около которых совершают колебания функции $\xi_2(y), v_1(y), u_1(y)$, характеризуют вклад поверхностных волн. Гармонический вид этих функций обусловлен внутренними волнами

Изменения ξ_1 за счет n максимальны в окрестности оси канала. При этом увеличение n может привести как к понижению, так и к повышению уровня, хотя и незначительному. Например, изменение n от нуля до $\ln 2, \ln 4, \ln 5$ привело к понижению уровня над осью канала на $24, 74, 49\%$ при $m=5$, на $27, 56, 47\%$ при $m=10$ и на $1, 55, 24\%$ при $m=25$. У стенок канала отличия не превышают 6% . Причем у левой стенки уровень выше, чем у правой, примерно на 54% .

С ростом n величины u_2, v_2 внутри зоны уменьшаются. Если ширина зоны, характеризуемая значением m , увеличивается, то при заданном n в окрестности соответствующего максимума $|U_0(y)|$ значения минимумов u_2, v_2 растут. Это иллюстрирует таблица, в которой приведены $u_2 \cdot 10^2$ м/с⁻¹ (левый столбец) и $v_2 \cdot 10^2$ м/с⁻¹ (правый столбец). Вне зоны распределения скоростей u_2, v_2 по y мало зависят от изменений m и n . При этом справа от зоны влияние m и n на u_2, v_2 менее значительно, чем слева.

Амплитуда внутренних волн при $n=0$ в области $y < 0$ такая же, как и для $y > 0$. При наличии фронтальной зоны на одном и том же расстоянии слева и справа от зоны она разная. Фронтальная зона обуславливает и сдвиг фазы колебаний внутренних волн в попе-

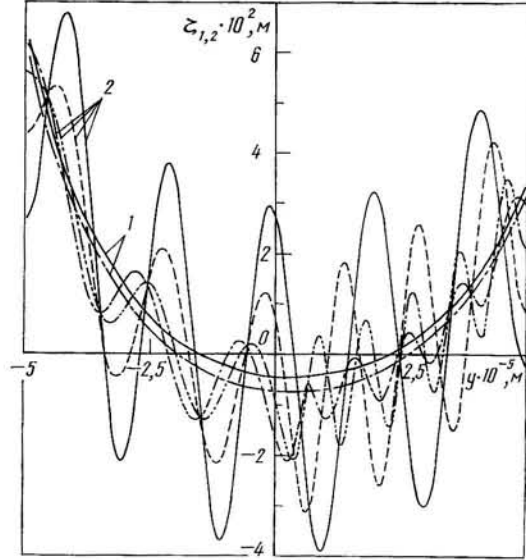


Рис. 2. Распределение амплитуд поверхностных и внутренних волн

речном направлении. Число узловых и экстремальных точек в распределении $\zeta_2(y)$ справа от зоны больше, чем слева. С увеличением n число этих точек справа от зоны растет. В бассейне с фронтальной зоной ($n >$

> 0) большему n могут отвечать меньшие значения амплитуд внутренних волн.

Влияние внутренних волн на $v_1(y)$ сказывается и слева и справа от зоны. Однако их вклад справа более ощутимый. В рас-

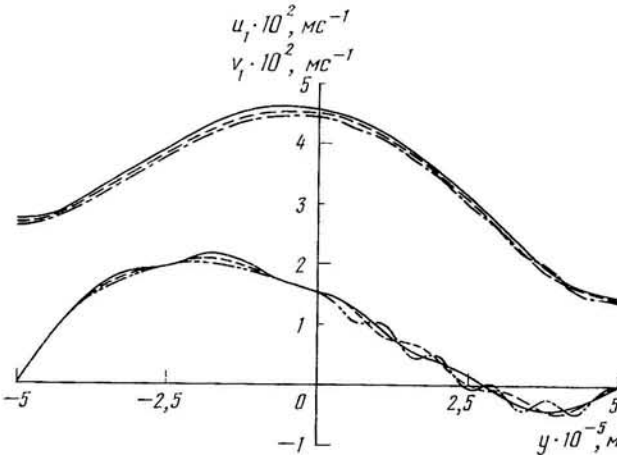


Рис. 3. Распределение составляющих скорости волнового возмущения в верхнем слое

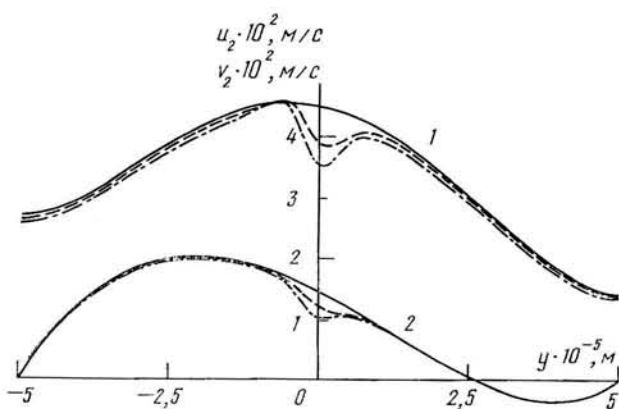
сматриваемом случае ($\varphi_0 = 20^\circ$) максимальное значение амплитуды поперечной составляющей скорости внутренних волн, достигаемое при $n = \ln 5$, составляет $0,15$ см·с⁻¹. Возмущения $u_1(y)$ за счет внутренних волн не превышают 1%. Уменьшения u_1, v_1 внутри зоны, обусловленные деформацией границы раздела в невозмущенном состоянии, составляют не более 10%.

3. Перемещение оси канала на широту 60° привело к увеличению амплитудных значений всех волновых характеристик [5, 6].

Максимальный уровень свободной поверхности в случае $\varphi_0 = 60^\circ$ по всей ширине канала достигается при $n = \ln 2$. Понижение уровня ζ_1 от максимального (при $n = \ln 2$) составляет над осью канала 12, 31, 32% при $m = 5$ и 3, 28, 35% при $m = 10$ соответственно для n , равных $\ln 5, \ln 4, \ln 1$. Уменьшение уровня от максимального до минимального

за счет изменения n для рассмотренных m составляет около 17% у левой стенки и около 28% — у правой. Отметим, что $\zeta_1(b)$ составляет примерно 10% от $\zeta_1(-b)$. При $n=0$ значения $\zeta_1(-b)$, $\zeta_1(0)$, $\zeta_1(b)$ равны соответственно 0,18; -0,03; 0,02 м.

Внутри зоны амплитудные значения составляющих скорости горизонтального волнового течения в нижнем слое канала с осью на широте $\varphi_0=60^\circ$ слева от стержня геострофического потока большие, а справа меньшие, чем при постоянной толщине слоев. Минимальные значения при $n>0$ достигаются в окрестности оси. Вне зоны рост n может и увеличить и уменьшить u_2 , v_2 . Максимальные значения амплитуд этих составляющих



этих составляющих вне зоны достигаются при $n=\ln 2$, а минимальные при $n=\ln 1$, в то время как в случае $\varphi_0=20^\circ$ максимумы u_2 , v_2 имели место при $n=0$.

Рис. 4. Распределение составляющих скорости волнового возмущения в нижнем слое

Характер распределения амплитуды внутренних волн по ширине канала при $\varphi_0=60^\circ$ такой же, как и при $\varphi_0=20^\circ$. Однако справа от зоны число нулевых и экстремальных значений амплитуды уменьшилось. Кроме того, в случае $\varphi_0=60^\circ$ при постоянной толщине слоев амплитуда внутренних волн, а вместе с ней и вертикальный размах колебаний ζ_2 существенно меньше, чем при наличии фронтальной зоны. Причем это имеет место по обе стороны от зоны.

Зависимость амплитуды продольной и поперечной скорости волнового возмущения нижнего слоя от геометрии фронтальной зоны

$n \backslash m$	5	10	25			
$\ln 2$	4,1	1,3	3,8	1,2	2,8	0,8
$\ln 4$	3,6	1,2	3,5	1,0	2,3	0,6
$\ln 5$	3,5	1,2	3,4	1,0	2,2	0,6

При $\varphi_0=60^\circ$ увеличился и вклад внутренних волн в формирование горизонтальных волновых течений верхнего слоя жидкости по сравнению со случаем $\varphi_0=20^\circ$. Максимальные амплитуды продольной и поперечной составляющих скорости внутренних волн достигают здесь значений 0,45 и 0,65 $\text{см} \cdot \text{с}^{-1}$ при $m=10$ и 0,2 и 0,4 $\text{см} \cdot \text{с}^{-1}$ при $m=5$.

В случае $n=0$ воздействие внутренних волн на u_1 , v_1 не проявляется ни при $\varphi_0=60^\circ$, ни при $\varphi_0=20^\circ$. Влияние стационарного потока, обусловленного деформацией невозмущенной границы раздела слоев, на u_1 и v_1 для $\varphi_0=60^\circ$, как и при $\varphi_0=20^\circ$, существенно меньше, чем на u_2 , v_2 .

Таким образом, из анализа результатов численного счета следует, что при рассмотренных значениях исходных параметров внутренние волны не влияют на функцию $\zeta_1(y)$, представляющую амплитудный уровень свободной поверхности. Он формируется поверхностными волнами. Поверхностными волнами формируются и возмущения составляющих скорости волнового течения в нижнем слое жидкости. Возму-

щения границы раздела слоев и составляющих скорости верхнего слоя формируются и поверхностными, и внутренними волнами. Влияние переходной области на амплитудные значения и распределения характеристик поверхностных и внутренних волн по ширине канала, а также воздействие внутренних волн на границу слоев и динамику верхнего слоя зависит от широты места прохождения оси канала. При этом изменения глубины залегания скачка плотности приводят лишь к количественным деформациям $\zeta_1(y)$, в то время как в распределении ζ_2 , $u_{1,2}$, $v_{1,2}$ по ширине канала происходят и количественные и качественные изменения

4. Рассмотрим теперь зависимость возбуждаемого давлениями (1.1) волнового движения от закона изменения параметров Кориолиса (l) и Россби ($e' = \beta$) с широтой φ . Первый случай — приближение классической теории волн, когда $l = 2\omega \sin \varphi_0$, $\beta = 0$. Второй — приближение β -плоскости, состоящее в том, что и параметр Кориолиса, и параметр Россби принимаются равными их средним значениям в рассматриваемой области, т. е. $l = 2\omega \sin \varphi_0$, $\beta = 2\omega R^{-1} \cos \varphi_0$. Третий случай — когда $l = 2\omega \sin(\varphi_0 + yR^{-1})$, $\beta = 2\omega R^{-1} \cos(\varphi_0 + yR^{-1})$.

В канале с осью на широте 20° распределение волновых характеристик по y для трех рассматриваемых законов изменения l и β качественно одинаковое. Имеются лишь количественные отличия. Причем в приближении классической теории волн и приближении β -плоскости амплитудные значения волновых характеристик большие, чем при полном учете широтного изменения l и β (рис. 2—4). Эти превышения для ζ_1 при рассматриваемых значениях n и m у левой стенки составляют не более 12 %, а у правой — 6 %. Увеличение прогиба уровня свободной поверхности над осью канала, где они ниже невозмущенного, в первом и втором случае по сравнению с третьим находится в пределах 16 % при изменении n от 0 до $\ln 5$. Продольная составляющая скорости поверхностных волн у левой и правой стенок канала изменяется соответственно не более чем на 10 и 6 %. Экстремальное значение поперечной составляющей скорости поверхностных волн, расположенное слева от оси канала, меняется в пределах 6 %. Изменения величины правого экстремума $v_2(y)$ более значительные (18 %). Однако величина этого экстремума в четыре раза меньше левого (рис. 3, 4). В окрестности оси канала изменения u_2 и v_2 менее 1 %. Так как при $n=0$ деформации составляющих скорости волнового возмущения в верхнем слое под воздействием внутренних волн малы, то влияние законов изменения l и β с широтой на $u_1(y)$, $v_1(y)$ практически такое же, как и на $u_2(y)$, $v_2(y)$.

Влияние закона изменения l и β на амплитуду внутренних волн при $n=0$ проявляется практически одинаково слева и справа от оси канала. В случае полного учета широтного изменения l и β она меньшая на 7 %, чем в классическом приближении, и на 10 %, чем в приближении β -плоскости. При наличии фронтальной зоны влияние изменения l и β на распределение ζ_2 по y может быть разным по разные стороны от зоны. В частности, при $n = \ln 4$ слева от оси канала амплитуда внутренних волн для трех законов изменения l и β практически одинаковая, а справа отличия составляют около 50 %. При других n вертикальные смещения ζ_2 здесь отличаются меньше.

В канале с осью на широте 60° при постоянной толщине слоев жидкости отличие экстремальных значений $u_{1,2}$, $v_{1,2}$, ζ_2 и распределений уровня свободной поверхности для трех рассмотренных законов изменения $l(y)$, $\beta(y)$ не выходит за пределы отклонений при $\varphi_0 = 20^\circ$. Если же невозмущенная поверхность скачка плотности деформирована, то амплитудные значения рассматриваемых характеристик поверхностных и внутренних волн для классического и β -приближений при $\varphi_0 = 60^\circ$ могут быть существенно большими, чем при полном учете широтного изменения параметров Кориолиса и Россби. Кроме того, в классическом и β -приближениях усиливается влияние внутренних волн на формирование уровня свободной поверхности, поверхности раздела слоев и

горизонтального волнового течения в верхнем слое, что сказывается на распределениях $\zeta_{1,2}$, u_1 , v_1 по ширине канала.

Таким образом, для рассмотренных значений исходных параметров можно пренебречь влиянием широтного изменения l и β на вынужденное волновое движение двухслойной жидкости в канале с постоянной в невозмущенном состоянии толщиной слоев. В случае деформированной невозмущенной поверхности скачка плотности влияние распределений l и β по широте на волновое движение может быть существенным. Оно определяется широтой места прохождения оси канала и геометрией деформации невозмущенной границы слоев.

A. E. Bukatov, O. M. Bukatova

FORCED WAVES IN THE TWO-LAYER FLUID WITH VARIABLE DEPTH OF UNDISTURBED SURFACE OF DENSITY DROP

Abstract

Studied is the effect of transient frontal zone with monotonous depth decrease of the undisturbed surface of density drop on amplitudes and velocity field of surface and internal waves. Relation between the generated wave motion and latitudinal distributions of the Coriolis and Rossby parameters is considered.

1. Сретенский Л. Н. О волнах на поверхности раздела двух жидкостей с применением к явлению «мертвой воды» // Журн. геофизики.— 1934.— 4, вып. 3.— С. 332—370.
2. Секерж-Зенькович Т. Я. Некоторые задачи теории распространения приливных волн в неоднородной жидкости // Тр. Морского гидрофизического ин-та.— 1956.— 8.— С. 3—32.
3. Войт С. С. Волны на свободной поверхности и поверхности раздела, возникающие от периодической перемещающейся системы давлений // Там же.— 1959.— 17.— С. 27—35.
4. Черкесов Л. В. Поверхностные и внутренние волны.— Киев: Наук. думка, 1973.— 247 с.
5. Букатов А. Е., Букатова О. М. Внутренние волны в зональном канале переменной глубины // Изв. АН СССР. ФАО.— 1980.— 16, № 12.— С. 1276—1283.
6. Букатов А. Е., Черкесов Л. В. Волны в неоднородном море.— Киев: Наук. думка, 1983.— 224 с.
7. Бабий М. В., Черкесов Л. В. Влияние фронтальной зоны на генерацию внутренних волн // Цунами и внутренние волны.— Севастополь: МГИ АН УССР, 1976.— С. 67—75.
8. Бабий М. В., Ярошеня Р. А. Генерация внутренних волн фронтальной зоной типа термического гребня // Поверхностные и внутренние волны. Севастополь: МГИ АН УССР, 1979.— С. 186—194.
9. Букатов А. Е., Букатова О. М. Внутренние волны в бассейне с переменной глубиной поверхности раздела плотности // Морской гидрофизический журнал.— 1985.— № 2.— С. 27—31.

Мор. гидрофиз. ин-т АН УССР

Поступила 23.09.86

УДК 551.466.8

М. В. Бабий

Генерация внутренних волн при отражении длинной волны от материкового склона

В линейной постановке теории длинных волн на f -плоскости на примере пятислойной модели стратификации жидкости и пятиступенчатой модели рельефа материкового склона исследуется различие в генерации внутренних волн при набегании длинной волны на выпуклый и вогнутый рельеф материкового склона. Показано, что тип рельефа склона не сказывается на отражении баротропной и наименьшей внутренней моды тогда как более высокие моды отражаются выпуклым рельефом сильнее, чем вогнутым. Отмечено, что при набегании баротропной моды выпуклый рельеф склона более эффективен для генерации высоких внутренних мод.