

В. Б. ШТОКМАН

**ВЛИЯНИЕ РЕЛЬЕФА ДНА НА НАПРАВЛЕНИЕ СРЕДНЕГО
ПЕРЕНОСА, ВОЗБУЖДАЕМОГО ВЕТРОМ ИЛИ ПОЛЕМ МАСС
В НЕОДНОРОДНОМ ОКЕАНЕ**

(Представлено академиком П. П. Ширшовым 9 XII 1947)

Построенные нами уравнения ⁽¹⁾, связывающие среднее поле масс с полем полных потоков и полем ветра, позволяют исследовать влияние рельефа дна на направление полных потоков. Рассмотрим вначале случай, когда полные потоки обусловлены наперед заданным полем масс. Если пользоваться для характеристики поля масс средними динамическими высотами \bar{D} , измеряемыми, допустим, в динамических сантиметрах (от дна до поверхности моря), то уравнение (19) работы ⁽¹⁾ запишется в случае переменной глубины моря и в принятой ранее системе обозначений так:

$$\Delta^2 \bar{D} h = \frac{1}{10^3} (c \operatorname{rot} S + \operatorname{div} T) \quad (1)$$

или

$$h \left(\frac{\partial^2 \bar{D}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{D}}{\partial y^2} \right) + \bar{D} \left(\frac{\partial^2 h}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 h}{\partial y^2} \right) + 2 \left(\frac{\partial \bar{D}}{\partial x} \frac{\partial h}{\partial x} + \frac{\partial \bar{D}}{\partial y} \frac{\partial h}{\partial y} \right) = \frac{1}{10^3} (c \operatorname{rot} S + \operatorname{div} T). \quad (2)$$

Допустим, что $T=0$ и что изолинии средних динамических высот являются прямыми, пересекающимися под прямым углом изобаты морского дна. Обозначим через s направление средних динамических горизонталей, а через n направление ему перпендикулярное. Тогда (2) запишется в простой форме:

$$\operatorname{rot} S = \frac{10^3}{c} \left(\bar{D} \frac{\partial^2 h}{\partial s^2} + h \frac{\partial^2 \bar{D}}{\partial n^2} \right). \quad (3)$$

Исследуем топогенный эффект в чистом виде, пренебрегая вторым слагаемым в (3) (последнее можно считать равным нулю, допуская, что $\frac{\partial \bar{D}}{\partial n} = \operatorname{const}$). Тогда

$$\operatorname{rot} S = \frac{10^3}{c} \bar{D} \frac{\partial^2 h}{\partial s^2}. \quad (4)$$

Эта формула существенно отличается от выражения для ротора в поле глубинного течения G , согласно теории Экмана ⁽²⁾:

$$\operatorname{rot} G = k \frac{\partial h}{\partial s}, \quad (5)$$

где k — постоянный коэффициент.

Анализируя (4), легко прийти к следующим выводам. При пересечении изобат $\text{rot } S$ меняет знак над точками перегиба кривой профиля дна, а не в точках ее экстремума, как это следует из формулы (5) Экмана. Там, где кривая профиля дна вогнута в сторону поверхности моря, $\text{rot } S < 0$, т. е. там возникает вихрь с вращением по часовой стрелке, и наоборот, где кривая профиля дна вогнута в сторону от поверхности моря, $\text{rot } S > 0$, т. е. там возникает вихрь с вращением против часовой стрелки (углы, образуемые касательной к профилю дна и горизонтальной поверхностью моря, отсчитываются в направлении часовой стрелки, ибо ось z направлена вниз).

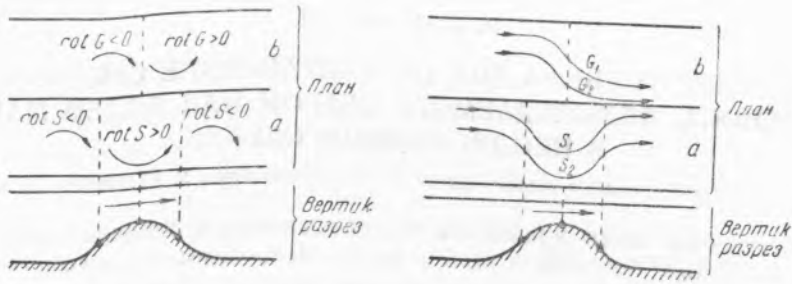


Рис. 1

Рис. 2

На рис. 1 изображена, согласно (3), схема a расположения знаков $\text{rot } S$ при набегании полного потока S на подводный хребет. На том же рисунке указана схема b расположения знаков $\text{rot } G$ согласно формуле (5) Экмана. Так как $\text{rot } S$ характеризует тенденцию к искривлению струй полных потоков в направлении, соответствующем знаку $\text{rot } S$, то в набегавшем на подводный хребет полном потоке струи его должны согласно (4) искривляться так, как это схематически указано в плане на рис. 2, a . На схеме b того же рисунка показано искривление струй глубинного течения согласно формуле (5) Экмана. Если полные потоки или глубинное течение G пересекают подводный жолоб (углубление дна), то схемы рис. 1 и 2 меняются на их обратные. Заметим, что полученные здесь аналитическим путем выводы об искривлении полных потоков под влиянием рельефа дна, когда полные потоки обусловлены наперед заданным распределением масс в неоднородном море, совпадают с выводом, к которому пришел Свердруп (3) путем чисто умозрительных заключений.

Перейдем теперь к качественному анализу влияния рельефа дна на направление среднего переноса, когда этот перенос обусловлен ветровым полем. Для этого целесообразно опираться на уравнение, непосредственно связывающее полные потоки с ветром, минуя распределение масс. Это уравнение, указанное в предыдущем сообщении, в принятых там обозначениях имеет вид:

$$\nabla^2 \text{rot } S = -\frac{\text{rot } T}{A_1}. \quad (6)$$

Заменяя S посредством средней скорости с компонентами \bar{u} и \bar{v} :

$$S_x = \bar{u} \cdot h, \quad S_y = \bar{v} \cdot h,$$

где h — глубина океана, и пренебрегая очень малыми членами, можно (6) представить в виде:

$$-h \left(\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x^2 \partial y} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^3} - \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial x^3} - \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial y^2 \partial x} \right) - \bar{u} \frac{\partial}{\partial y} \nabla^2 h + \bar{v} \frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 h = -\frac{\text{rot } T}{A_1}. \quad (7)$$

Если ввести функцию $\bar{\psi}$, связанную с компонентами \bar{u} , \bar{v} соотношениями

$$\bar{u} = -\frac{\partial \bar{\psi}}{\partial y}, \quad \bar{v} = \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial x}, \quad * \quad (8)$$

то (7) запишется в форме:

$$h \nabla^4 \bar{\psi} + \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial y} \frac{\partial}{\partial y} \nabla^2 h + \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial x} \frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 h = -\frac{\text{rot } T}{A_l} \quad (9)$$

Граничные условия для $\bar{\psi}$, так же как и ранее, таковы:

$$\bar{\psi}_\Gamma = 0, \quad \left(\frac{\partial \bar{\psi}}{\partial n} \right)_\Gamma = 0,$$

где Γ — контур берега, а n — нормаль к нему в данной точке.

Если решать (9) методом последовательных приближений, то в качестве первого и ведущего приближения будет решение уравнения

$$\nabla^4 \bar{\psi}_1 = -\frac{\text{rot } T(x, y)}{A_l h(x, y)} \quad (10)$$

с граничными условиями

$$\left(\bar{\psi}_1 \right)_\Gamma = 0, \quad \left(\frac{\partial \bar{\psi}_1}{\partial n} \right)_\Gamma = 0. \quad (11)$$

Уравнение (10) с условиями (11) попрежнему аналогично уравнению изгиба защемленной на краях пластины, причем „нагрузкам“, действующим на пластину, аналогична величина $-\frac{\text{rot } T(x, y)}{h(x, y)}$. Основываясь на (10), определим угол γ между изолиниями нагрузок при

постоянной глубине моря h и изолиниями нагрузок в случае меняющейся $h(x, y)$. Знак этого угла, очевидно, будет характеризовать и знак угла отклонения струй среднего переноса, обусловленного влиянием рельефа дна. Допустим для простоты, что T ориентировано вдоль x и зависит только от y , а $h = h(x)$. Тогда

$$\text{tg } \gamma = -\frac{dT_x(y)}{dy} \Big/ \frac{d^2 T_x(y)}{dy^2} \frac{1}{h(x)} \frac{dh(x)}{dx}. \quad (12)$$

Следует при этом иметь в виду, что отсчет угла принимается положительным от оси x против часовой стрелки. Из (12) следует, что γ не зависит от параметра Кориолиса c , фигурировавшего, напротив, в (4). Кроме того, мы приходим к важному выводу, что влияние рельефа дна на направление обусловленного ветром среднего переноса зависит не только от изменения собственно глубины моря, но и от характера неравномерности ветра. Столь же важно, что топогенный эффект зависит не только от уклонов дна, но и от абсолютной глубины моря (обратно пропорционален h). Этот вывод несомненно физически более правдоподобен по сравнению с выводом теории Экмана, согласно которой на отклонение струй глубинного течения влияют лишь уклоны дна. Этот парадоксальный вывод экмановской теории определяется той ведущей ролью, которая принадлежит в этой теории придонному течению, и что, конечно, не соответствует реальным условиям неоднородного океана, в котором трение о дно практически отсутствует.

* $\bar{\psi}$ строго удовлетворяет уравнению неразрывности, когда вектор средней скорости направлен вдоль изобат дна. Из дальнейшего нетрудно видеть, что $\bar{\psi}$ удовлетворяет условию неразрывности с большим приближением.

Исследуя (12), предварительно заметим, что когда $\frac{d^2T_x(y)}{dy^2} > 0$, полные потоки совпадают с направлением T_x и напротив, когда $\frac{d^2T_x(y)}{dy^2} < 0$, полные потоки направлены обратно T_x . В точках перегиба кривой тангенциального давления ветра, где $\frac{d^2T_x(y)}{dy^2} = 0$, полные потоки меняют направление и их составляющая на направление T_x равна нулю. Мы рассмотрим здесь только случай, когда полные потоки направлены по ветру, т. е. когда $\frac{d^2T_x(y)}{dy^2} > 0$. Если $T_x(y)$ ориентировано вдоль положительной оси x , а сама величина T_x убывает в сторону положительной оси y , то в этом случае $\frac{dT_x(y)}{dy} < 0$. Если при этом $dh/dx < 0$, т. е. глубина моря убывает в направлении ветра,

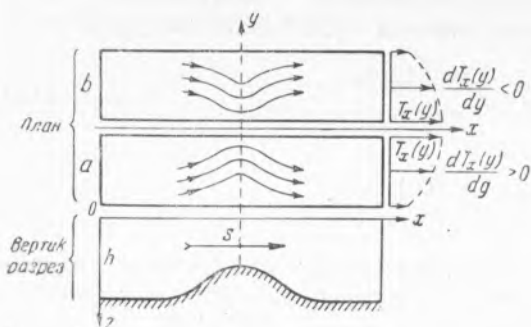


Рис. 3

то $\text{tg } \gamma < 0$ и потому струи среднего переноса отклоняются вправо от направления x , с которым совпадает направление изолиний «нагрузок» и струй среднего переноса при неизменной глубине моря. В случае $dh/dx > 0$ (возрастание глубины по ветру), $\text{tg } \gamma > 0$, а потому струи среднего переноса отклоняются влево от направления ветра (x). Очевидно также, что противоположная картина имеет

место, когда $\frac{dT_x(y)}{dy} > 0$, т. е. когда тангенциальное давление ветра убывает в направлении y (справедливо справа налево, если смотреть по ветру). Однако при любых условиях в точках экстремума кривой профиля дна струи среднего переноса не испытывают отклонений.

На рис. 3 изображены в плане схемы (a и b) отклонения струй среднего переноса, соответствующие рассмотренным только что случаям поперечной неравномерности ветра (всюду одного и того же направления!), когда ветер дует над подводным порогом, изображенным в вертикальном разрезе на том же рисунке. Как видим, схема b на рис. 3 совпадает со схемой a на рис. 2, хотя условия, в которых происходит наблюдаемое искривление, совершенно различны.

В заключение подчеркнем, что установленная связь между отклонением струй осредненной циркуляции и рельефом дна весьма «гибкая» и разнообразна, в противоположность топогенному эффекту теории Экмана. Результаты сопоставления теоретических выводов с данными наблюдений будут изложены в другом месте.

Институт океанологии
Академии Наук СССР

Поступило
6 XII 1947

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ В. Б. Штокман, ДАН, 59, № 4 (1948). ² В. В. Шулейкин, Физика моря, 1941, стр. 73. ³ Н. У. Sverdrup, M. N. Jonson and R. H. Fleming, The Oceans, 1942, p. 466 — 468.