

О ДЛИННОВОЛНОВОМ ПРОЯВЛЕНИИ КОЛЕБАНИЙ СКОРОСТИ ТЕЧЕНИЙ НА ПРИКЕРЧЕНСКОМ ШЕЛЬФЕ ЧЕРНОГО МОРЯ

Н.Г. Хоролич*, П.Д. Ломакин,
В.Н. Хоролич*****

*Морское отделение Украинского научно-исследовательского гидрометеорологического института
г. Севастополь, ул. Советская, 61
E-mail: n.horolich@yandex.ru

**Морской гидрофизический институт
НАН Украины
г. Севастополь, ул. Капитанская, 2
***Севастопольский национальный
технический университет
г. Севастополь, Студгородок

Исследуются течения, измеренные на прикерченском шельфе Черного моря. Характеристики спектрального тензора вектора скорости течений анализируются на основе его подобия теоретическому тензору, доказанного ранее в рамках полуспектральной линейной модели для ее длинноволнового приближения. Установлено влияние рельефа дна и морфометрии берега на инерционные колебания течений.

В настоящее время несовершенство общепринятых методов спектрального анализа, отсутствие спектральной гидродинамической теории, а также значительная пространственно-временная перемежаемость данных наблюдений морских течений не позволяют выразить результаты их анализа в терминах геофизической гидродинамики, необходимых для выяснения их пространственно-временной структуры и динамики, без чего невозможно установление их генезиса [1, 2].

Цель данной работы – показать на конкретных примерах анализа временных реализаций скорости течений на отдельных горизонтах, что на сегодня успешное разрешение, по крайней мере, этих трех затронутых выше проблем, в принципе, уже возможно для довольно типичных гидродинамических условий на шельфе в рамках ранее созданной полуспектральной линейной теории морских течений [3] с помощью усовершен-

ствованного векторно-алгебраического метода, теоретические основы которого изложены в [2]. Это должно обеспечить существенный прогресс в исследовании морских течений, учитывая тот общеизвестный факт, что в физической океанографии довольно значительное количество временных реализаций скорости течений получено фактически на отдельных автономных буйковых станциях (АБС) или же на АБС, установленных в лучшем случае, как правило, на перпендикулярных к берегу разрезах, т.е. без учета ее длинноволнового характера. Последний, как известно, обусловлен в основном волноводными (т.е. резонансными) свойствами области шельфоматериковый склон. Следовательно, при ограниченном количестве данных полигонных наблюдений на шельфе основным источником сведений об измеренных здесь течениях являются их асинхронные временные реализации, полученные с помощью отдельных АБС. Вследствие этого использование в настоящее время исторической базы данных наблюдений за течениями на шельфе с целью исследования их с точки зрения проявления длинноволнового характера становится проблематичным.

В работе впервые с гидродинамической точки зрения анализировалось уникальное проявление длинноволновой структуры инерционных колебаний скорости течений по данным синхронных наблюдений, выполненных на разрезе из 3-х АБС на прикерченском шельфе Черного моря 16 – 24 мая 1979 г.

Исследуемый район представляет собой, по сути, предпроливный район Черного моря, который является, пожалуй, наименее изученным, прежде всего, с гидродинамической точки зрения, что объясняется, с одной стороны, значительной сложностью протекающих здесь гидродинамических процессов, а с другой – его закрытостью для стандартных экспедиционных исследований [4].

Спектральное описание скорости морских течений с физической точки зрения вполне обосновано, так как непосредственно выражает интенсивность ее колебаний на разных частотах. В действительности поведение скорости морских течений в силу их специфики про-

является, вообще говоря, в виде суперпозиции отдельных колебательных систем, турбулентных движений, а также целого ряда известных и неизвестных динамических структур, как правило, циклически сменяющих друг друга.

Однако такое представление физики поведения вектора скорости течений в виде интеграла Фурье (которое, впрочем, применяется, как известно, в методе вращательных компонентов [1]), вообще говоря, является формальным и поэтому требует обоснования его кинематики с гидродинамической точки зрения. Здесь уместно отметить, что в настоящее время нельзя считать доказанной возможность теоретического или экспериментального доказательства такого однозначного представления физики поведения данного вектора.

С другой стороны, применяемый в физической океанографии для анализа скорости течений так называемый векторно-алгебраический метод [2] позволяет формализовать ее особенности в виде корреляционного и спектрального тензоров, содержащих о ней наиболее полную информацию. Однако при этом спектральный тензор скорости течений, как было ранее показано нами [5 – 10], является, по сути, тензорным представлением поляризованного эллипса, который она описывает на фиксированной частоте. Следовательно, данный тензор описывает поведение скорости течений как чисто колебательного процесса.

Авторы векторно-алгебраического метода получили спектральный тензор вектора скорости течений с помощью соответствующих комбинаций элементов корреляционного тензора [2]. Однако при этом они ошибочно предположили, что таким образом им удалось абстрагироваться от априорного задания физической модели исследуемого вектора (в терминах метода вращательных компонентов) и преодолеть при этом, по их мнению, ограниченность его представления в виде интеграла Фурье. При формализации вектора скорости течений авторы метода вращательных компонентов применили интегральное преобразование Фурье в комплексном виде непосредственно, тогда как авторы векторно-алгебраического метода, как уже было

указано выше, применили его опосредовано, т.е. использовали для этого корреляционный тензор.

На непоследовательность критики метода вращательных компонентов со стороны авторов векторно-алгебраического метода указывает, в частности, тот факт, что, признав правомерность сопоставления полученных ими спектральных характеристик с соответствующими им аналогичными характеристиками, полученными в терминах метода вращательных компонентов (такое сопоставление возможно, так как их формальной основой являются авто- и взаимные спектральные плотности проекций скорости течений на декартовы оси), они, тем не менее, не заметили, что использовали при этом, по сути, представление вектора скорости течений в виде интеграла Фурье. Однако связь между такими основными инвариантами спектрального тензора, как линейный инвариант и индикатор вращения, к сожалению, оказалась ими утерянной и именно поэтому данная проблема оказалась не доведенной ими до конца, поскольку характеристики чисто колебательного поведения вектора скорости течений в результате остались, по сути, неопределенными.

Таким образом, лишь только после устранения в векторно-алгебраическом методе моментов субъективизма, ряда неточностей и ошибочных предположений, допущенных как самими авторами, так и их критиками и последователями, он может быть, в принципе, использован для формализации в инвариантной форме основных особенностей физики поведения вектора скорости течений в виде как его спектрального тензора, так и соответствующего ему (этому тензору) поляризованного (в силу двухмерности течений в горизонтальной плоскости) эллипса вращения данного вектора, которые вместе с корреляционным тензором содержат наиболее полную информацию о его поведении. Этому поляризованному эллипсу как кривой второго порядка (без учета знака его поляризации) можно поставить в соответствие аналогичную тензорную кривую симметричной части спектрального тензора вектора скорости течения, а мере его (эллипса)

поляризации – индикатор вращения этого тензора, т.е. инвариант его асимметричной части, если при этом абстрагироваться от того факта, что последний является мнимой величиной [5 – 10].

В случае подобия поляризованных эллипсов вращения вектора скорости течений должно иметь место совпадение их коэффициентов сжатия K , знаков поляризации Θ и ориентации больших осей α_e , что позволяет ввести критерий подобия \mathbf{K}_e как суперпозицию скалярного ΘK и векторного $\mathbf{E} = \cos\alpha_e + i\sin\alpha_e$ параметров [6 – 10]. С целью удобства рассуждений далее коэффициент $K_e = \Theta K$ будем именовать коэффициентом подобия.

Спектральная тензор-функция вектора скорости течений \mathbf{S} может быть представлена в следующем виде [2]:

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} \lambda_1, & 0 \\ 0, & \lambda_2 \end{pmatrix} + \Theta(\lambda_1\lambda_2)^{1/2} i \begin{pmatrix} 0, & 1 \\ -1, & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \lambda_1, & \Theta(\lambda_1\lambda_2)^{1/2} i \\ -\Theta(\lambda_1\lambda_2)^{1/2} i, & \lambda_2 \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Из (2) – (5) следует, что с их помощью можно оценить на практике погрешность определения основных инвариантов спектрального тензора скорости течений и ориентации главной оси его симметричной части. Впрочем, это замечание касается и спектральных характеристик данного вектора, полученных с помощью метода вращательных

$$\mathbf{K}_T = \begin{pmatrix} (1+K^2)^{-1}, & 0 \\ 0, & K^2(1+K^2)^{-1} \end{pmatrix} + \frac{\Theta Ki}{1+K^2} \begin{pmatrix} 0, & 1 \\ -1, & 0 \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Следовательно, спектральный тензор \mathbf{K}_T скорости течений (6) является, по сути, тензорным аналогом критерия подобия \mathbf{K}_e , поскольку содержит в себе такие же характеристики соответствующего ему эллипса, что и \mathbf{K}_e .

Таким образом, с помощью анализируемых нами методов, основой которых является интегральное преобразование Фурье, можно получить формализацию исследуемого вектора, соответствующую только чисто колебательному характеру его поведения в частотной области. Поэтому на сегодня при исследовании морских течений одной из первоочередных задач является доказательство именно такого характера (кинемати-

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} \lambda_1, & 0 \\ 0, & \lambda_2 \end{pmatrix} + 0,5\mathbf{D} \begin{pmatrix} 0, & 1 \\ -1, & 0 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где $\lambda_{1,2}$ – собственные числа симметричной части \mathbf{S} , а \mathbf{D} – индикатор вращения:

$$\mathbf{D} = iD = -2iQ_{uv}, \quad (2)$$

здесь Q_{uv} – квадратурный спектр.

Для коэффициента сжатия K эллипса вращения и индикатора вращения \mathbf{D} вектора скорости течений выполняются следующие соотношения [6 – 10]:

$$K = (\lambda_2/\lambda_1)^{1/2}, \quad (3)$$

$$\mathbf{D}(\omega) = 2i\Theta K \lambda_1 = 2i\Theta(\lambda_1\lambda_2)^{1/2}. \quad (4)$$

Тогда вместо (1) имеем следующее выражение для спектрального тензора \mathbf{S} :

компонентов [1]. Здесь уместно отметить, что результаты спектрального анализа скорости течений, полученные ранее с помощью одного из этих методов, сравнительно легко могут быть выражены также в терминах другого из них.

Учитывая, что $I_1 \geq |\mathbf{D}|$ [2], матрицу спектрального тензора \mathbf{S} в виде (5) удобно пронормировать на I_1 :

ки) их поведения, что, однако, как уже было указано выше, возможно осуществить только в рамках гидродинамической теории.

На практике длинноволновая структура скорости течений и ее градиентное происхождение с помощью данного подхода и полуспектральной линейной теории морских течений, в принципе, сравнительно легко могут быть доказаны для баротропного моря по данным их измерений только в отдельной точке (на отдельном горизонте), если при этом поведение наклона уровня близко к реверсивному. В этом случае независимо от величины его наклона для спектрального тензора скорости течений имеет

место соответствие эмпирического тензорного критерия подобия его теоретическому значению [6 – 10].

Как известно, при исследовании морских течений проблема конкретизации воздействующих на них факторов на сегодня является практически неразрешимой, поскольку среди них, кроме известных факторов, могут быть и неизвестные, причем механизмы их проявления могут быть как известными, так и неизвестными. Поэтому, вообще говоря, в силу специфики измерения морских течений, а также повышенных требований, предъявляемых в настоящее время к качеству сведений о воздействующих факторах, к сожалению, следует признать, что единственным источником информации о течениях являются, пожалуй, только их временные реализации на отдельных горизонтах. Особенно это касается исторической базы данных наблюдений за течениями. Так как при этом сведения о конкретных значениях известных воздействующих факторов, как правило, сильно ограничены, а для неизвестных вообще отсутствуют, то на первом этапе анализа скорости течений (по результатам как наблюдений, так и моделирования) следует абстрагироваться от конкретизации значений даже и известных воздействующих факторов. Следовательно, при этом единственным источником сведений о предполагаемых механизмах их проявления могут служить не столько сами инварианты спектрального тензора вектора скорости течений, сколько соответствующий ему тензорный критерий подобия K_T (или его аналог критерий подобия K_e).

В данной ситуации правомерно предположить, что спектральный тензорный критерий подобия K_T представляет собой линейную суперпозицию результатов воздействия неопределенного (и, вообще говоря, неограниченного) количества только тех факторов, которые имеют одни и те же механизмы воздействия на течения. Однако даже в этом простом случае данная гидродинамическая задача, как показали наши предыдущие исследования [6, 8], в принципе, может быть решена, если, например, в рамках линейной теории морских течений удается найти теоретическое значе-

ние спектрального тензорного критерия подобия K_T , соответствующее в первую очередь длинноволновому диапазону их изменчивости (как наиболее энергозначимому).

Таким образом, данный теоретический критерий является универсальным, поскольку позволяет на практике (в случае его соответствия эмпирическому аналогу) достоверно учесть как все воздействующие факторы (количество которых, как уже было указано выше, в принципе, может быть неограниченным), так и соответствующие им механизмы влияния на течения.

Поэтому, вообще говоря, если в результате наблюдений, например, на батропном шельфе, для какого-либо максимума спектральной энергии скорости течений установлено совпадение эмпирического и теоретического тензорных критериев подобия [6, 8]), то это может свидетельствовать о преимущественно реверсивном поведении отдельных составляющих наклона уровня и возможном совпадении их направлений для соответствующих каждой из них отдельных волн, приходящихся на длинноволновый диапазон изменчивости уровня, обусловливающий данный максимум спектральной энергии скорости течений. В этом случае эмпирический спектральный тензор скорости течений полностью определяется суперпозицией длинноволновых возмущений уровня. Зная ориентацию большой оси спектрального тензора скорости течений, соответствующего данному максимуму, можно теоретически установить направление, относительно которого осуществляется результирующее изменение вышеуказанных наклонов уровня и, следовательно, положение результирующего волнового вектора. При этом направление (знак) данного вектора зависит от типа наблюдаемых длинноволновых возмущений уровня. Однако вопрос об определении его модуля для реальных условий, а также длины соответствующей ему волны остается, вообще говоря, открытым, поскольку эти параметры, строго говоря, можно определить теоретически.

Следуя работам [5 – 10], коротко рассмотрим задачу о поведении гради-

ентной скорости течений в однородном море произвольной глубины при реверсивном характере поведения наклона уровня.

Решение данной задачи наиболее просто находится для бесконечного шельфа с прямолинейным берегом и глубиной, которая изменяется только по нормали к нему. При этом учитываются силы вертикального и горизонтального трения, Кориолиса, трения на дне, а также наклоны уровня по нормали к берегу. Начало декартовых координат расположено на невозмущенной поверхности моря. Горизонтальные оси координат Ox и Oy направлены соответственно вдоль берега и в сторону моря, а вертикальная ось Oz – вниз. Система координат – правая.

Поскольку в задаче исследуется поведение градиентной скорости течений с точки зрения влияния на нее только указанного выше характера изменения наклона уровня, то для ее решения достаточно получить формальное соотношение между данной скоростью и наклоном уровня. Тогда уравнения движения для вязкой однородной жидкости, граничные условия на поверхности и на дне в линейном приближении можно записать в следующем виде:

$$-\frac{\partial W}{\partial t} + A \frac{\partial^2 W}{\partial z^2} - (R + if)W = -gG, \quad (7)$$

$$A \frac{\partial W}{\partial z} \Big|_{z=0} = 0, \quad W|_{z=H} = 0, \quad (8)$$

где

$$W = u + iv, \quad G = i \frac{\partial \zeta}{\partial y}. \quad (9)$$

В этих уравнениях и граничных условиях: W , u , v – скорость течения и ее составляющие соответственно вдоль действительной и мнимой осей декартовых координат Ox и Oy ; t – время; A – кинематический коэффициент вертикального турбулентного обмена; R – коэффициент горизонтального трения; i – мнимая единица; $f = 2\Omega_r \sin \varphi$ – параметр Кориолиса (здесь Ω_r – угловая скорость вращения Земли, φ – широта места, $f > 0$ в Северном полушарии); g – ускорение силы тяжести; ζ – уро-

вень (отклонение поверхности моря от невозмущенного горизонтального положения $z = 0$); $H = H(y)$ – глубина места.

Так как в задаче рассматриваются произвольные непрерывные процессы с нулевыми средними значениями, то выражение для скорости течений W (а также для наклона уровня G) можно представить в виде рядов Фурье по временной координате t :

$$W = \sum_{n=-\infty}^{\infty} W_n \exp(i\omega_n t), \quad n \neq 0, \quad (10)$$

где W_n – комплексные коэффициенты Фурье функции W , зависящие от переменных y и z , а ω_n – угловая частота (в дальнейшем с целью удобства при этих и других коэффициентах, а также при ω_n вместо индекса n будет использоваться только его знак).

Комплексные коэффициенты Фурье для наклона уровня G_{\pm} по аналогии с (10) имеют следующий вид:

$$2G_{\pm} = \pm \frac{\partial \zeta_b}{\partial y} + i \frac{\partial \zeta_a}{\partial y}, \quad (11)$$

где ζ_a , ζ_b – коэффициенты Фурье по временной координате t для уровня ζ (индексы a и b означают косинус- и синус-разложение по t).

Решение уравнения (7) для W_{\pm} известно (см., например, [3, 9, 10]):

$$W_{\pm} = (B_{\pm} - iq\Lambda_{\pm})G_{\pm}, \quad (12)$$

где B_{\pm} , Λ_{\pm} – коэффициенты прямого и отклоненного градиентного дрейфа, зависящие только от глубины места H , вертикальной координаты z , кинематического коэффициента вертикального турбулентного обмена A , коэффициента горизонтального трения R , ускорения силы тяжести g , параметра Кориолиса f и угловой частоты ω_{\pm} .

Из анализа выражения (12) следует, что разнонаправлено врачающиеся составляющие градиентной скорости течений определяются одинаковыми по модулю и ориентированными симметрично относительно нормали к берегу соответствующими им составляющими наклона уровня. Поэтому выражение для определения ориентации эллипса результирующей градиентной скорости течений будет иметь следующий вид [5, 6, 8]:

$$\alpha = (\pi - \Delta_+ - q\Delta_-)/2, \quad (13)$$

где Δ_{\pm} – угол между составляющей градиентной скорости течений и соответствующей ей составляющей наклона уровня G_{\pm} (в соответствии с (12) $\Delta_{\pm} > 0$).

Из анализа выражения для градиентной скорости течений (12) следует, что независимо от величины наклона уровня соответствующие ей эллипсы вращения будут подобными, поскольку для них коэффициенты сжатия

$$K = |A_* - B_*|/(A_* + B_*), \quad K \in [0, 1], \quad (14)$$

(где $A_* = |B_+ - iq\Lambda_+|$, $B_* = |B_- - iq\Lambda_-|$), знаки поляризации вращения и углы ориентации совпадают.

Таким образом, если в баротропном море временные изменения наклона уровня имеют реверсивный характер, то для соответствующей ему градиентной скорости течений, вообще говоря, имеет место подобие ее эллипсов вращения, которое не зависит от наклона уровня и наклона дна, поскольку определяется только коэффициентами градиентного дрейфа $B_{\pm} - iq\Lambda_{\pm}$, то есть глубиной места, горизонтом (вертикальной координатой z), вязкостью, трением на дне, параметром Кориолиса f , ускорением силы тяжести g , угловой частотой ω_z , а также параметром $\Theta = \text{sign}(A_* - B_*)$, определяющим знак поляризации данного эллипса и ориентацией этих коэффициентов на комплексной плоскости. Полученный таким образом критерий подобия подтверждает тот очевидный факт, что, вообще говоря, неограниченное количество эллипсов скорости течений, соответствующих каждому из воздействующих длинноволновых возмущений уровня, являются подобными.

На практике представляет интерес определение в первую очередь точности оценки коэффициента подобия K_c эллипса вращения измеренной скорости течений, которую, как это следует из анализа выражений (3) и (4), можно найти с помощью двух независимых оценок K_e и K_d теоретического значения коэффициента сжатия K данного эллипса [9, 10]:

$$K_c = \text{sign}(D)(K_e + K_d)/2, \quad (15)$$

где

$$K_e = (\lambda_2/\lambda_1)^{1/2}, \quad K_d = |D|/2\lambda_1. \quad (16)$$

Кроме того, для проверки точности предлагаемого здесь подхода использовались также следующие дополнительные параметры и критерии:

1) критерии K_w и K_v , определяющие степень близости коэффициентов K_c , K_e и K_d :

$$K_w = K_c/K_e, \quad K_v = K_d/K_c; \quad (17)$$

2) критерии E_0 и E_R соответствия эмпирического коэффициента подобия K_c его теоретическим значениям K_0 и K_R для предполагаемой градиентной скорости течений при $R = 0$ и $R = 5 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ соответственно:

$$E_0 = K_c/K_0, \quad E_R = K_c/K_R; \quad (18)$$

3) углы ориентации (азимуты) α_e и α_e^* эллипса вращения (т.е. большой оси λ_1 симметричной части теоретического спектрального тензорного критерия подобия) для предполагаемой градиентной скорости течений при значениях коэффициента горизонтального трения $R = 0$ и $R = 5 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ соответственно.

Данный подход был уже успешно апробирован при анализе спектральных тензоров скорости течений на шельфе Черного моря [6, 7, 9, 10].

В настоящей работе исследовались скорости течений на прикерченском шельфе Черного моря, полученные за период 16 – 24 мая 1979 г., измеренные с помощью приборов типа БПВ (буквопечатающая вертушка) на разрезе, состоящем из трех АБС (горизонт 5 м).

Предварительная обработка временных рядов скорости течений заключалась в проверке их на грубые выбросы, высокочастотной фильтрации и оценке низкочастотного тренда [2]. При анализе данных наблюдений использовалась левая, т.е. азимутальная, как это обычно принято в океанографии, система координат. Низкочастотная фильтрация (с периодом 24 ч) временных рядов скорости течений (дискретность 15 мин) осуществлялась с помощью косинус-фильтра.

Корреляционные и спектральные тензоры вектора скорости течений (табл. 1, рис. 1 – 3) рассчитывались с помощью векторно-алгебраического метода, основные положения которого и методика по его применению наиболее полно представлены в [2]. Однако следует заметить, что при расчете и последующем анализе спектральных тензоров скорости течений были учтены вышеуказанные замечания относительно отдельных неточностей и субъективных моментов, содержащихся в [2]. В табл. 1 представлены некоторые из основных характеристик корреляционных (для $\tau = 0$) и спектральных (для инерционной частоты $\omega_i = 1,0368 \cdot 10^{-4}$ рад/с) тензоров измеренной скорости течений: линейные инварианты $I_k(\tau)$ и $I_1(\omega_i)$, индикаторы вращения $D_k(\tau)$ и $D(\omega_i)$, модули больших ($L_1(\tau)$ и $\lambda_1(\omega_i)$) и малых ($L_2(\tau)$ и $\lambda_2(\omega_i)$) осей, а также ориентация больших осей данных тензоров $\alpha_k(\tau)$ и $\alpha_i(\omega_i)$ соответственно ($D_k(\tau) \equiv 0$ при $\tau = 0$).

Для анализируемых АБС значение инерционного периода T_i было принято одинаковым и равным 16,83 час, что фактически совпало с его теоретическими значениями $T_{i\varphi}$ для АБС-27, -341 и -339, поскольку их широты очень близки между собой. На рис. 2 в дополнение к основным характеристикам спектральных тензоров скорости течений приведены также вышеуказанные дополнительные параметры и критерии.

Достоверность и качество оценок спектра определялась с помощью общепринятого подхода [2], а также с помощью выражений (16) – (19).

Корреляционная тензор-функция (или просто тензор) характеризует взаимосвязь направленных изменений скорости течений при сдвиге во времени τ , дает количественную меру интенсивности этих изменений и их ориентацию в заданной системе координат. Наиболее наглядно это выражается с помощью различных инвариантов ее симметричной и кососимметричной частей (см. (1)) [2].

Абсолютное значение линейного инварианта $I_k(\tau)$ и индикатора вращения $D_k(\tau)$ корреляционного тензора характеризует модуль коллинеарных и

ортогональных изменений векторов скорости течений для интервала времени (сдвига) τ соответственно. Инварианты $L_{1,2}(\tau)$ являются экстремальными значениями корреляционных функций проекций скорости течений на ортогональные оси координат. Им можно поставить в соответствие большую и малую оси центральной кривой второго порядка, соответствующей симметричной части данного тензора. Эти инварианты определены относительно его собственного базиса, ориентация (азимут) которого $\alpha_k(\tau)$ в виде графика (стрелок) представлена на рис. 1, в.

Как следует из рис. 1, графики (коррелограммы) $L_{1,2}(\tau)$ для АБС-27 и -339 на всем участке значений сдвига τ практически не различаются как по декременту затухания, так и цикличности колебаний. Однако их значения намного меньше значений аналогичных характеристик для АБС-341 (почти на порядок на начальном участке сдвига τ). Характер цикличности этих коррелограмм и их периодичность для трех анализируемых АБС свидетельствует о влиянии на течения инерционных колебаний. Обращает на себя внимание тот факт, что на значительном участке сдвига τ когерентности графиков $\alpha_k(\tau)$ с флюктуациями коррелограмм $L_{1,2}(\tau)$ для этих АБС несколько отличаются.

Кроме того, отметим, что ориентация $\alpha_k(\tau)$, в силу того, что инварианты $L_{1,2}(\tau)$ могут одновременно принимать и отрицательные значения, с физической точки зрения должна указывать на ориентацию большой, а не малой оси (как это следует из принятого нами здесь несколько формального подхода) кривой второго порядка (эллипса), соответствующей данной физической ситуации. Эти и другие обстоятельства в значительной степени усложняют анализ корреляционной структуры скорости течений с помощью инвариантов $L_{1,2}(\tau)$ и делают целесообразным проведение его по коррелограммам $I_k(\tau)$ и $D_k(\tau)$ [2].

Такие инварианты спектрального тензора $S(\omega)$, как линейный, или первый

Таблица 1

Корреляционные (в $\text{см}^2/\text{с}^2$, сдвиг $\tau = 0$) и спектральные (в $10^4 \text{ см}^2/(\text{рад}/\text{с})$, $T_s = 16.83 \text{ ч}$) характеристики вектора скорости течений на прикерченском шельфе Черного моря 16–24 мая 1979 г. (горизонт 5 м)

| № АБС | $I_k(\tau)$ | $D_k(\tau)$ | $L_1(\tau)$ | $L_2(\tau)$ | $\alpha_k(\tau)$, град. | $I_1(\omega_i)$ | $D(\omega_i)$ | $\lambda_1(\omega_i)$ | $\lambda_2(\omega_i)$ | $\alpha_s(\omega_i)$, град. | T_{100} , ч |
|-------|-------------|-------------|-------------|-------------|--------------------------|-----------------|---------------|-----------------------|-----------------------|------------------------------|---------------|
| 27 | 33,0 | 0 | 17,1 | 15,9 | 78,9 | 9,87 | 9,06 | 4,99 | 4,88 | 146,7 | 16,89 |
| 341 | 430,2 | 0 | 261,7 | 168,5 | 173,4 | 167,5 | 134,9 | 95,6 | 71,9 | 161,7 | 16,92 |
| 339 | 170,1 | 0 | 92,9 | 77,2 | 66,6 | 88,1 | 85,6 | 48,3 | 39,8 | 66,2 | 16,96 |

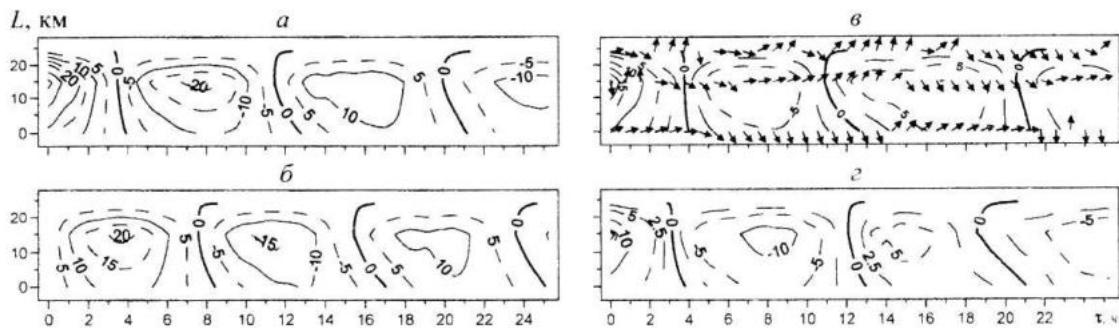


Рис. 1. Характеристики корреляционного тензора скорости течений на горизонте 5 м на прикерченском шельфе Черного моря 16–24 мая 1979 г.

Примечание: а) линейный инвариант $I_k(\tau)$, б) индикатор вращения $D_k(\tau)$, в) собственные числа $L_{1,2}(\tau)$ (в $10 \text{ см}^2/\text{с}^2$) и азимут α_k большой оси $L_1(\tau)$ симметричной части корреляционного тензора (изображен стрелкой на рис. в); АБС-339 (0 км), -341(15 км), -27 (24 км)

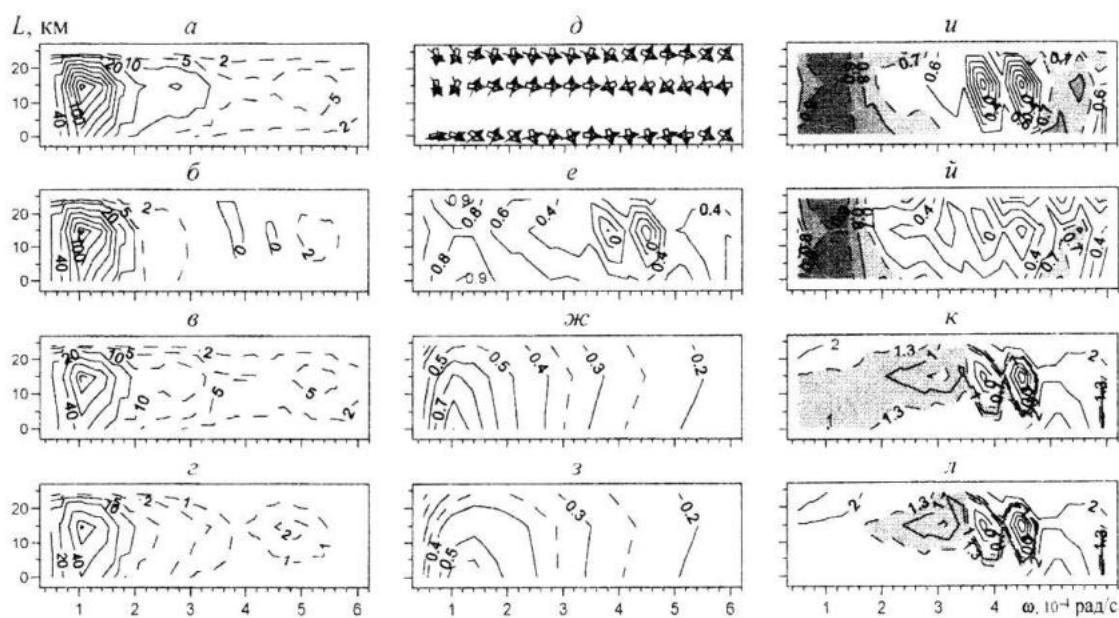


Рис. 2. Характеристики спектрального тензора скорости течений на горизонте 5 м на прикерченском шельфе Черного моря 16–24 мая 1979 г.

Примечание: а) линейный инвариант I_1 , б) индикатор вращения D , в) собственные числа $\lambda_{1,2}$ (в $10^4 \text{ см}^2/(\text{рад}\cdot\text{с})$), д) большая стрелка – азимут α_s большой оси λ_1 эмпирического спектрального тензора; широкая (короткая) стрелка – ориентация условного берега для градиентной скорости течений при $R = 0$ ($5 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$), е) K_c , ж) K_0 ($R = 0$), з) K_R ($R = 5 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$), и) $K_u = K_c/K_{cs}$, ю) $K_v = K_d/K_{cs}$, к) $E_0 = K_c/K_0$, л) $E_R = K_c/K_R$

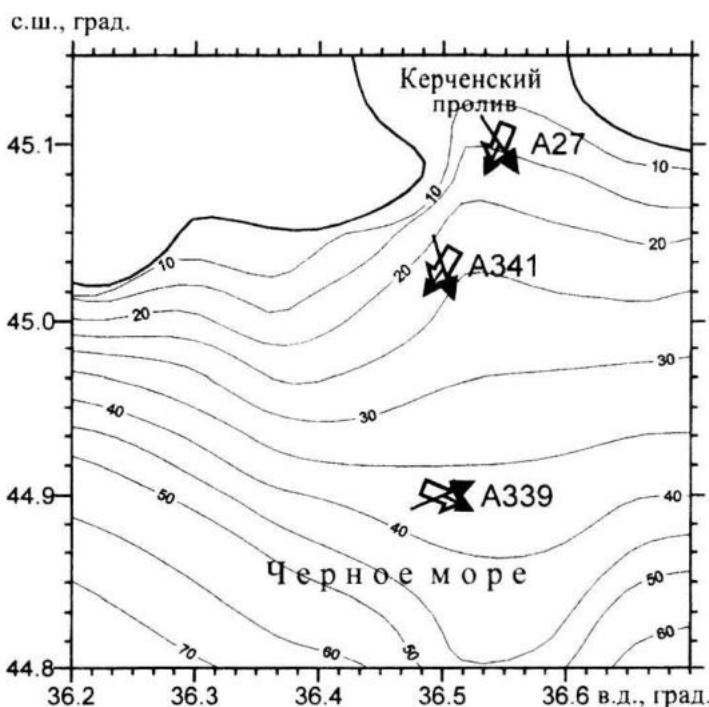


Рис. 3. Ориентация (азимут) α , большой оси λ_1 эмпирического спектрального тензора скорости течений и условного берега для эллипса вращения градиентной скорости течений на горизонте 5 м на прикерченском шельфе Черного моря 16 – 24 мая 1979 г.

Примечание: Условные обозначения см. на рис. 2; А27, А339, А341: АБС-27, -339, -341

инвариант $I_1(\omega)$ и индикатор вращения $D(\omega)$ характеризуют распределение модуля интенсивности и ортогональных составляющих изменений скорости течений в частотной области соответственно, причем $|D(\omega)| \leq I_1(\omega)$. При этом $|D(\omega)|$ описывает модуль этих изменений, знак $D(\omega)$ – направление вращения. Если $D(\omega) = 0$, то это, вообще говоря, свидетельствует о том, что модули интенсивности вращательных изменений скорости течений обоих знаков одинаковы.

Для анализируемых временных реализаций вектора скорости течений кинематический коэффициент вертикального турбулентного обмена $A = 0,01 \text{ м}^2/\text{с}$. Установлено, что учет горизонтального трения (коэффициент $R = 5 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$) позволяет получить лучшее соответствие между эмпирическим и теоретическим значениями критерия подобия спектрального тензора исследуемого вектора скорости течений, чем в случае его отсутствия (т.е. при $R = 0$). Задавая различные физически обоснованные значения коэффициентов A и R можно, в принципе,

попытаться достичь наилучшего (оптимального) совпадения эмпирического и теоретического значений данного критерия.

В реальных условиях, т.е. в случае нерегулярного характера береговой линии и рельефа дна на шельфе несколько проблематичным является определение ориентации условного (теоретического) берега (рис. 2 и 3), необходимой в свою очередь для определения ориентации эллипса вращения модельной градиентной скорости течений, т.е. большой оси $\lambda_1(\omega)$ симметричной части ее спектрального тензора (см. (13)).

Решение данной проблемы значительно упрощается, если принять во внимание то обстоятельство, что азимут α_s большой оси $\lambda_1(\omega)$ эмпирического спектрального тензора скорости течений должен совпадать с азимутом аналогичной оси соответствующего ему теоретического спектрального тензора для градиентной скорости течений при соответствии их критериев подобия. Далее, для определения азимута условного берега к указанному выше азимуту α_s необходимо

мо прибавить острый угол α , определяемый с помощью формулы (13).

Из анализа рис. 2 и 3 следует, что инерционные колебания вектора скорости течений на исследуемом разрезе генерировались в основном длинноволновыми возмущениями, пространственный масштаб которых, по-видимому, несколько первых сотен километров. Обращает на себя внимание тот факт, что при этом соответствующие данным возмущениям скорости течений квазиреверсивные колебания наклона уровня осуществлялись по нормали к генеральному направлению изобат в исследуемом районе.

Таким образом, в рамках полуспектральной линейной теории морских течений с помощью усовершенствованного векторно-алгебраического метода установлено, что особенности генезиса и структуры течений на прикерченском шельфе Черного моря могут, в принципе, определяться в основном длинноволновыми возмущениями уровня (при квазиреверсивном характере его колебаний по нормали к генеральному направлению изобат, т.е., вообще говоря, по нормали к берегу), очевидно, резонансного происхождения вследствие проявления здесь захвата энергии в длинноволновом ее диапазоне. Особенно впечатляют результаты, полученные для инерционных колебаний течений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gonella J.A. A rotary-component method for analyzing meteorological and oceanographic vector time series // Deep-Sea Res., 1972. – 19, N12. – P. 833 – 846.
2. Белышев А.П., Клеванцов Ю.П., Рожков В.А. Вероятностный анализ морских течений. – Л.: Гидрометеоиздат, 1983. – 263 с.
3. Хоролич Н.Г. Теоретическая модель для расчета временных спектров скоростей течений в однородном море с учетом горизонтального трения / Деп. рукопись №637гм-Д87. – ИЦ ВНИИГМИ-МЦД, 1987. – 21 с.
4. Альтман Э.Н. Динамика вод Керченского пролива // Гидрометеорология и гидрохимия морей СССР. Т.IV. Черное море. Вып.1. Гидрометеорологические условия. – СПб: Гидрометеоиздат, 1991. – С. 291 – 324.
5. Хоролич Н.Г., Фомин В.В., Хоролич В.Н. О взаимосвязи инвариантов спектральных тензоров градиентной скорости ветровых течений при реверсивном изменении наклона уровня // Системы контроля окружающей среды / Средства и информационные технологии. – Севастополь: МГИ НАН Украины, 2006. – С. 258 – 267.
6. Хоролич Н.Г., Хоролич В.Н. О подобии спектральных тензоров скорости течений на шельфе Черного моря // Экологич. безопасность прибрежн. и шельф. зон и комплексн. использование ресурсов шельфа. – Севастополь: ЭКОСИ-Гидрофизика, 2007. – Вып. 15. – С. 260 – 279.
7. Хоролич Н.Г., Ломакин П.Д., Хоролич В.Н. Об использовании подобия спектральных тензоров колебаний скорости течений для обнаружения длинных волн на шельфе // Системы контроля окружающей среды / Средства, модели и мониторинг. – Севастополь: МГИ НАН Украины, 2007. – С. 240 – 248.
8. Хоролич Н.Г., Фомин В.В., Хоролич В.Н. О подобии спектральных тензоров градиентной скорости ветровых течений на шельфе // Морской гидрофизический журнал, 2008. – № 5. – С. 67 – 80.
9. Хоролич Н.Г., Ломакин П.Д., Хоролич В.Н. О длинноволновом проявлении инерционных колебаний скорости течений у Крымского побережья Черного моря // Системы контроля окружающей среды. – Севастополь: МГИ НАН Украины, 2010 г. – С. 153 – 162.
10. Хоролич Н.Г., Хоролич В.Н. Об уникальном проявлении инерционных колебаний скорости течений у Крымского побережья Черного моря // Экологич. безопасность прибрежн. и шельф. зон и комплексн. использование ресурсов шельфа. – Севастополь: МГИ НАН Украины, 2010 г. – С. 127 – 145.