

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ РСФСР

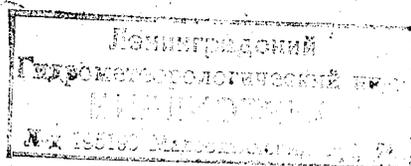
ЛЕНИНГРАДСКИЙ ОРДЕНА ЛЕНИНА
ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
ИМЕНИ М. И. КАЛИНИНА

МЕЖВЕДОМСТВЕННЫЙ СБОРНИК

ВЫПУСК 59

МЕТОДЫ ОКЕАНОЛОГИЧЕСКИХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Под редакцией
доктора технических наук *Б. Н. БЕЛЯЕВА*



ЛЕНИНГРАД
1976

289202

*Одобрено Ученым советом
Ленинградского гидрометеорологического института*

В сборнике помещены статьи, принадлежащие преподавателям и научным сотрудникам института и других организаций, выполняющих исследования по комплексной научной проблеме «Исследование и освоение Мирового океана». Их содержание охватывает три направления исследований. Первое из них связано с разработкой технических средств океанологии и анализом параметров этих средств. Второе направление представлено работами, в которых рассматриваются возможности использования новых методов исследования океана. Работы третьего направления посвящены рассмотрению вопросов обработки и анализа океанологической информации при решении различных прикладных задач.

Сборник рассчитан на широкий круг научных работников в области океанологии и смежных дисциплин (гидроакустики, судовождения и др.).

Сборник подготовлен Ленинградским
гидрометеорологическим институтом.



О ТОЧНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ИСТИННЫХ РАЗМЕРОВ И ФОРМЫ ВОЗДУШНЫХ ПУЗЫРЬКОВ В ЖИДКОЙ СРЕДЕ ПО ИХ ФОТОГРАФИЧЕСКИМ ИЗОБРАЖЕНИЯМ

Фотографический метод исследования в последнее время широко применяется при изучении гидродинамических процессов как в лабораторных, так и в натуральных условиях. Основой метода является визуализация исследуемых процессов с последующей фиксацией их изображений на кинофотопленку. С помощью подводной фотоили киносъемки можно объективно изучать такие процессы, как турбулентная диффузия, кинематическая структура турбулентности в толще потока и на его границах, гидродинамическая и акустическая кавитация в жидкости, микроконвекция, взаимодействие падающей капли с подстилающей водной поверхностью, вспышки газовых пузырьков и других исследуемых объектов.

Значительный опыт применения фотографического метода при изучении турбулентной диффузии в море и гидродинамической кавитации показал, что фотографические объекты в виде облака или струйки красителя нейтральной плавучести, которые применяют для визуализации турбулентных процессов, или парогазовые камеры весьма сложны по геометрической форме и структуре.

Как известно, искажение формы и снижение качества фотографического изображения возникает из-за дисторсии и других аберраций оптической системы камеры. При фотографировании объектов, расположенных в водной среде, показатель преломления которой выше единицы и зависит от длины волны света, появляются дополнительная положительная дисторсия и хроматизм увеличения [1].

Однако на геометрическую структуру изображения и его контрастность оказывает влияние вода как светорассеивающая (мутная) среда. Это вредное влияние будет, по-видимому, усиливаться случайными пульсациями показателя преломления, которые могут возникать из-за естественной неоднородности турбулентной водной среды, а также вследствие движения исследуемого объекта со значительными скоростями. Кроме того, фактическое изображение

объекта, например кавитационных каверн, будет, по всей вероятности, зависеть от вариантов освещения и источников света. Все эти причины, помимо влияния суммарной дисторсии, могут нарушать геометрическое подобие фотографического изображения самому фотографируемому объекту. Возникает актуальная задача по установлению правильности отображения геометрической формы исследуемых объектов при использовании фотографического метода.

В настоящей работе этот вопрос рассмотрен на примере киносъемки воздушных пузырьков с целью определения их истинных размеров и геометрической формы по фотографическим изображениям.

В ряде случаев такие исследования можно ограничить решением плоских задач. Съемку при этом возможно выполнять так, что оптическая ось фото- или кинокамеры будет перпендикулярна к плоскости, в которой происходят исследуемые процессы, а расстояние этой плоскости до объектива во время съемки будет постоянным. Получаемые при таких условиях фотографии или кинокадры позволяют производить фотограмметрическую обработку, в результате которой могут быть определены размеры и геометрическая форма объекта и их изменения во времени.

Как известно, размеры фотографируемых объектов при решении плоских задач определяются по соотношению

$$L = m l, \quad (1)$$

где L — размер объекта в натуре; m — масштабный коэффициент; l — размер изображения объекта на снимке.

Применение такой формулы основано на строгом геометрическом подобии фотографического изображения объекта его истинной форме. Все виды дисторсии можно рассматривать как систематические ошибки и учитывать при камеральной обработке полученных снимков в виде поправок.

Так как в данной работе в конечном результате вычисляются диаметры пузырьков, то уравнение (1) целесообразно представить в виде:

$$D = md, \quad (2)$$

где D — диаметр объекта в натуре; d — диаметр объекта на изображении.

Для целей нашего исследования введем понятие о коэффициенте подобия, с помощью которого учитываются все факторы, влияющие на искажение изображения формы объекта, помимо суммарной дисторсии, по отношению к его истинной форме. Обозначим коэффициент подобия через K , тогда выражение (2) запишется так:

$$D' = Kmd, \quad (3)$$

где D' — истинный диаметр объекта, вычисленный по измерениям его диаметра на изображении.

Для определения K диаметр исследуемого объекта определяется с помощью измерительного микроскопа. Истинный диаметр объекта, измеренный таким способом, обозначим через D_0 . Соотношение между истинным диаметром, вычисленным по измерениям объекта на изображении, и диаметром, измеренным прямым способом, и даст возможность определить K

$$D' = KD_0. \quad (4)$$

Масштабный коэффициент, необходимый для определения D' , вычисляется по формуле (2). С этой целью производится фотографирование тест-объектов (эталонных металлических шариков — ЭМШ), расположенных в водной среде совместно с воздушными пузырьками (ВП):

$$m = \frac{D_{\text{ш}}}{d_{\text{ш}}}, \quad (2')$$

где $D_{\text{ш}}$ — диаметр ЭМШ в натуре; $d_{\text{ш}}$ — диаметр ЭМШ на изображении.

Схема эксперимента состояла из четырех этапов: I этап — исследование влияния вариантов освещения и источников света на видимые размеры объекта съемки с целью определения количественной ошибки, возникающей при изменении видимых размеров объекта в зависимости от способа его освещения; II этап — определение истинных размеров ЭМШ с помощью микрометра и измерительного микроскопа с целью точной фиксации исходного параметра $D_{\text{ш}}$ для вычисления масштабного коэффициента m ; измерение истинного диаметра ВП и ЭМШ с помощью микроскопа; III этап — киносъемка ВП и ЭМШ для получения фотографического изображения; IV этап — определение размеров ЭМШ на фотографическом изображении с помощью микроскопа для вычисления $d_{\text{ш}}$; измерение размеров изображения ВП с помощью микроскопа, вычисление размера d , сравнение истинных размеров объекта D_0 с вычисленными размерами D' и определение коэффициента подобия K (рис. 1).

Установка для измерений оптическим способом состоит из измерительного микроскопа типа Бриннеля с ценой деления измерительной шкалы микроскопа — 0,1 мм при 20 \times -кратном увеличении и 0,05 мм при 40 \times -кратном увеличении и кюветы с плоскопараллельными стенками из оптического стекла.

На плате установки для проведения киносъемки смонтированы два светильника и скоростная кинокамера СКС-1М в герметичных боксах. Эта же установка применялась для исследования гидродинамической кавитации в натуральных условиях в море. За кюветой на расстоянии 200 мм установлен белый отражающий экран с матовой поверхностью.

Для проведения исследований по первому этапу использовалось общее освещение в лаборатории и два «точечных» источника света,

представляющие собой лампочки мощностью 20 Вт без отражателей, расположенные в светонепроницаемых тубусах длиной 400 мм. На удаленных от источника света торцах тубусов имелись щели, равные по размерам спиральям лампочек.

Проверялись следующие варианты схем освещения:

1) рассеянный свет, при котором создается равномерное освещение всего объекта съёмки с использованием общего освещения;

2) прямой контрольный свет, направленный по оптической оси к объективу съёмочной камеры с применением одного «точечного» источника света;

3) отраженный от белого экрана контрольный свет, создаваемый двумя светильниками, расположенными симметрично под углом 60° к оптической оси съёмочной камеры.

Объектом исследований являлись воздушные пузырьки (ВП), осевшие на стенки кюветы, заполненной отстоявшейся морской водой, очищенной от биологических и механических взвесей. На стенке кюветы выделялась группа пузырьков с размерами, близкими к 1 мм. Их количество определялось, исходя из величины поля зрения кинокамеры. Остальные тщательно удалялись со всех стенок и дна кюветы кисточкой. Измерения производились при 40^x-кратном увеличении микроскопа при вышеупомянутых вариантах освещения.

Диаметр пузырька при каждом варианте схемы освещения измерялся несколько раз. Результаты измерения статистически обрабатывались [2]. Определялись: среднее значение измеренного диаметра \bar{D}_0 , полученного с помощью микроскопа; среднеквадратическая ошибка серии измерений и одиночного измерения $\sigma_{\bar{D}}$, σ_n ; абсолютная погрешность измерения ΔD и его относительная ошибка ε .

В результате проведенных экспериментов по проверке нескольких вариантов схем освещения были получены следующие результаты для ВП с диаметром 1,49 мм:

1) рассеянный свет: $\bar{D}_0 = 1,49 \pm 0,04$ мм; $\varepsilon = 2,7$ %;

2) контрольный прямой свет: $\bar{D}_0 = 1,48 \pm 0,03$ мм; $\varepsilon = 2,0$ %;

3) контрольный отраженный свет с белым экраном:

$\bar{D}_0 = 1,49 \pm 0,04$ мм; $\varepsilon = 2,7$ %.

Анализ результатов показывает, что при данной точности измерений (0,01 мм) видимые размеры ВП порядка 1—2 мм не меняются в зависимости от примененных схем освещения. Схема освещения объектов малых размеров оказывает влияние только на контрастность изображения исследуемого объекта — наиболее отчетливо объект виден при освещении его отраженным контрольным светом с белым экраном.

Исследования по второму этапу заключались в определении истинных размеров ВП и ЭМШ с помощью микроскопа при контро-

вом отраженном свете с белым экраном и стандартного микрометра.

В качестве эталона для измерения были выбраны калиброванные металлические шарики с номинальными диаметрами — 1, 2, 3 мм, как имеющие постоянную сферическую форму и полированную поверхность, подобную форме воздушного пузырька. Размеры ЭМШ измерялись двумя способами: механическим (микрометр с ценой деления 0,005 мм) и оптическим (измерительный микроскоп) для сравнения результатов измерения. Из совокупности ЭМШ в количестве 200 шт. выбирались по 10 ЭМШ с диаметрами, наиболее близким к 1, 2, 3 мм. Измерения проводились двумя наблюдателями с целью выявления субъективной ошибки измерения. Один ЭМШ, выбранный из группы в 10 шт., измерялся также двумя наблюдателями на измерительном микроскопе. Снимались два отсчета по измерительной шкале микроскопа с точностью до 0,1 деления шкалы, находилась разность отсчетов, по величине которой, зная цену деления, определялся диаметр ЭМШ. Полученную величину принимали за истинный диаметр шарика. Каждый ЭМШ трех диаметров измерялся микрометром и на микроскопе 10 раз. Схема определения ошибки измерения принята по работе [2]. Результаты измерения ЭМШ представлены в табл. 1.

Таблица 1

Результаты измерения ЭМШ микрометром и микроскопом

$D_{ш}$ мм	\bar{D}_0 мм	ΔD мм	$\sigma_{\bar{D}}$ мм	ε %	$D_{ш}$ мм	ΔD мм	$\sigma_{\bar{D}}$ мм	ε %
Микрометр					Микроскоп			
1	0,990	$\pm 0,001$	0,00025	0,1	1	$\pm 0,01$	0,002	1,0
2	1,990	$\pm 0,002$	0,00052	0,1	2	$\pm 0,01$	0,002	0,5
3	3,000	$\pm 0,001$	0,00017	0,04	3	$\pm 0,01$	0,002	0,3

Сравнительный анализ табл. 1 показывает, что в пределах точности микроскопа — основного измерительного прибора в настоящем исследовании — измеренные значения диаметров ЭМШ полностью совпадают. Таким образом, можно сказать, что оптическая система измерительного микроскопа с точностью до 0,01 мм тарирована по показаниям более точного прибора — микрометра. Далее, с помощью микроскопа определялись истинные размеры ВП. В районе расположения выбранной группы пузырьков на стенке кюветы подвешивались на волоске два ЭМШ диаметром 1 и 2 мм. ЭМШ устанавливались вплотную к стенке кюветы с таким расчетом, чтобы вместе с измеряемыми пузырьками они оказались расположенными в поле зрения оптической системы микроскопа и объектива съемочной камеры. Результаты измерения группы пузырьков помещены в левой половине табл. 2.

Результаты измерения группы пузырьков

Объект съемки	Левая половина			Правая половина			
	\bar{D}_0 мм	$\pm \Delta D$ мм	$\sigma_{\bar{D}}$ мм	d мм	m	D' мм	K
ЭМШ	1,00	0,00	0,000	0,15	6,6	1,00	1,00
ВП	0,75	0,01	0,003	0,12	"	0,76	0,99
"	0,88	0,01	0,004	0,13	"	0,86	1,02
"	1,02	0,01	0,004	0,15	"	1,00	1,02
"	1,13	0,01	0,004	0,17	"	1,15	0,98
"	1,15	0,01	0,004	0,17	"	1,15	1,00
"	1,24	0,02	0,007	0,19	"	1,25	0,99
"	1,32	0,01	0,004	0,20	"	1,32	1,00
"	1,33	0,02	0,009	0,20	"	1,32	1,01
"	1,48	0,02	0,008	0,22	"	1,46	1,01
"	1,49	0,01	0,005	0,23	"	1,51	0,99
"	1,52	0,02	0,007	0,23	"	1,51	1,00
"	1,55	0,02	0,007	0,24	"	1,57	0,99
"	1,60	0,02	0,007	0,24	"	1,57	1,01
ЭМШ	2,00	0,00	0,000	0,30	"	2,00	1,00

Для киносъемки кювета с осевшими на стенку ВП и подвешенными ЭМШ устанавливалась перед съемочной камерой таким образом, чтобы создать возможность съемки через слой воды толщиной 180 мм, т. е. стенка с ВП являлась задней стенкой кювета. Расстояние от фокальной плоскости камеры до объекта съемки составляло 550 мм — рабочее расстояние, которое применялось при исследовании гидродинамической кавитации.

Киносъемка производилась кинокамерой СКС-1М с объективом «И-50» и переходными кольцами 1 и 2 (условие макросъемки). Частота съемки 4000 кадр/с. Параллельно с киносъемкой проводилась дискретная съемка фотоаппаратом «Зенит-Е» с объективом «И-50» и двумя кольцами 3, время экспозиции 1/30 с, относительное отверстие 1:16. Проявленные пленки с изображением объекта с целью измерения размеров закреплялись на световом столике. Методика измерения диаметров ЭМШ и ВП на изображении применялась та же, что и при определении истинных размеров этих же объектов с применением микроскопа. Масштабный коэффициент при киносъемке оказался равным 6,6.

В правой половине табл. 2 приведены результаты измерения диаметров ЭМШ и ВП на кинопозитиве d , даны значения m и расчетных размеров ЭМШ и ВП, вычисленных по формуле (2), а также численное значение коэффициента подобия. На рис. 1 представлен график уравнения регрессии между истинным и расчетным зна-

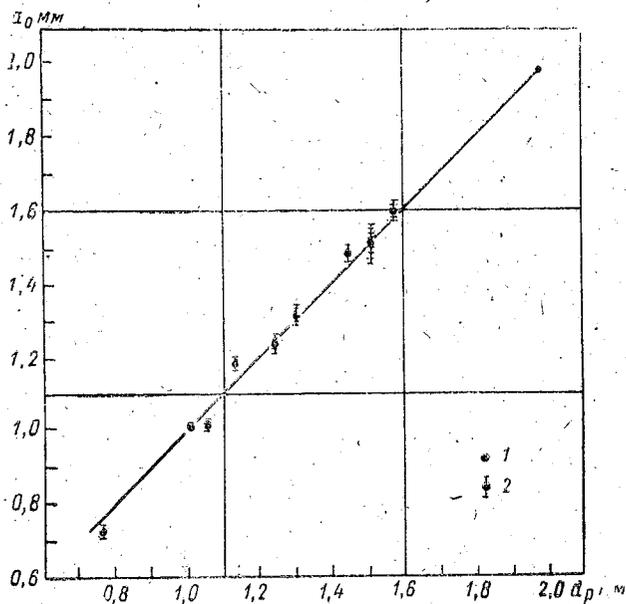


Рис. 1. Зависимость между расчетными ($d = D'$) и истинными ($d_0 = D_0$) размерами ЭМШ и воздушных пузырьков, 1 — размеры металлических шариков; 2 — размеры воздушного пузырька с абсолютной погрешностью.

чениями диаметров ЭМШ и ВП. На рис. 2 — зависимость относительной ошибки измерения от размеров объекта. Точки, лежащие на кривой, получены при различных масштабах съемки. В процессе исследований масштабный коэффициент при съемке принимал значения: 6,6; 3,3; 2,8; 2,0; 0,78. Данная зависимость показывает, что с уменьшением размеров ВП, особенно когда их диаметры меньше 1 мм, относительная ошибка измерений резко возрастает и не зависит от масштаба съемки.

Проведенные исследования показывают, что размеры объектов малой величины при данной точности измерений, полученные по их фотографическим изображениям, не зависят от вариантов схем освещения. При вычислении диаметров ВП по изображениям их эллиптичности (искажения формы) не обнаружено. Наилучшее их изображение по контрастности создается при контрольном отраженном свете с применением белого экрана.

Сравнение размеров ЭМШ, вычисленных по выражению (2), с их истинными размерами, измеренными с помощью измерительного микроскопа, в пределах точности измерений до 0,01 мм, показывает, что коэффициент подобия равен единице, т. е. при расчетах истинных размеров фотографируемых объектов, при измерениях с

точностью до 0,01 мм, нет необходимости вводить в расчетные формулы коэффициент подобия. Это подтверждает возможность определения размеров объектов по их фотографическим изображениям с использованием только масштабного коэффициента. Минималь-

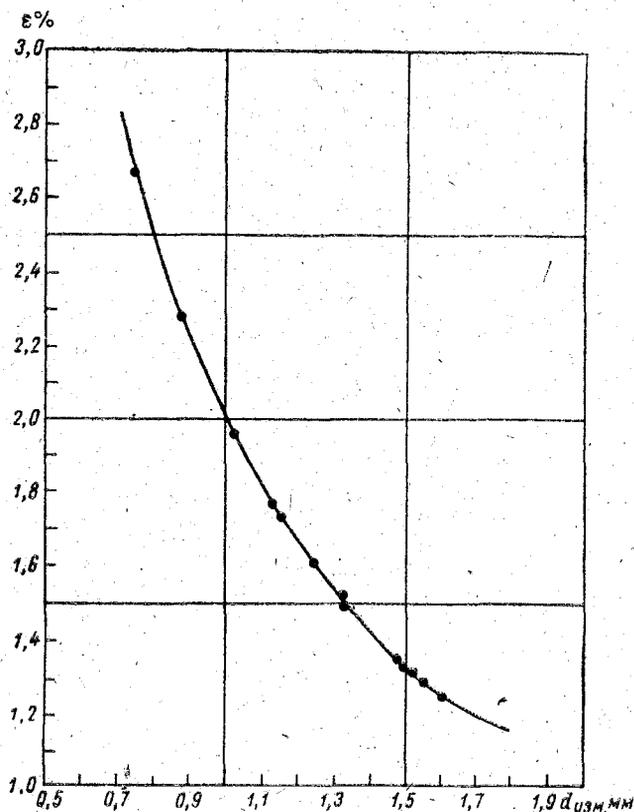


Рис. 2. Зависимость относительной ошибки измерения от диаметра фотографируемого объекта.

ный размер ВП при данном виде съемки составил 0,75 мм, измеренный с абсолютной погрешностью 0,01 мм и со среднеквадратической ошибкой 0,003 мм. Относительная ошибка измерений при фотографическом методе исследований не превышает 2%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бабак Э. В., Иванов П. Д., Котлецов Б. Н., Родионов С. А. Подводная фотография. Л., «Машиностроение»; 1969. 175 с.
2. Румшинский Л. З. Математическая обработка результатов эксперимента. М., «Наука», 1971. 192 с.

АВТОМАТИЧЕСКИЙ ТЕРМОБАТИОКСИМЕТР

Исследование стратификации растворенного в морской воде кислорода — одна из проблем, которая с большим интересом изучается океанологами, химиками и биологами. Поэтому автоматизация измерений содержания растворенного кислорода имеет немаловажное значение. На кафедре методов океанологических исследований ЛГМИ осуществлена разработка автоматического термобатиоксиметра, предназначенного для непрерывного измерения распределения температуры воды и концентрации растворенного кислорода по глубине в слое от 0 до 200 м и одновременной регистрации этих параметров на ленте потенциометра ЭПП-09 и цифрового вольтметра ЭЦВ-3. Зондирующее устройство опускается за борт на шестижильном кабеле типа РШМ=6×1,5.

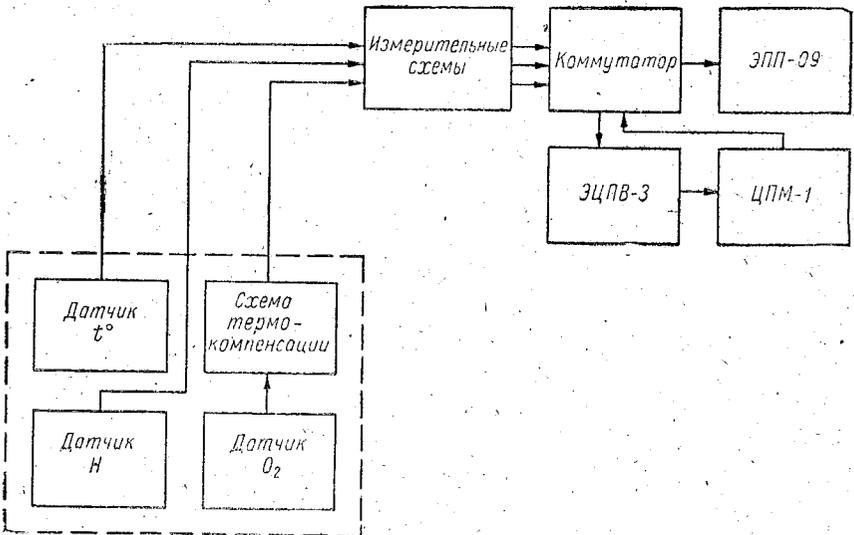


Рис. 1. Структурная схема термобатиоксиметра.

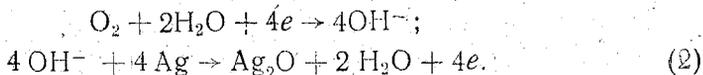
Структурная схема прибора представлена на рис. 1. Датчик растворенного в морской воде кислорода представляет собой полярографическую ячейку с твердыми электродами [2] (платиновый сферический катод диаметром 4 мм и серебряный-хлорсеребряный дисковый анод с наружным диаметром 30 мм), отделенную от исследуемой среды селективирующей полиэтиленовой мембраной толщиной 25—30 мкм. Рабочая камера заполнена гелевым электролитом.

Полярографическая ячейка для определения концентрации растворенного в морской воде кислорода в зондирующем устройстве была выбрана по той причине, что, обладая достаточной точностью регистрации кислорода ($5 \cdot 10^3$), она имеет меньшую инерционность, чем остальные электрохимические методы (например, гальванический [3]). То, что данная ячейка требует специального источника питания, не имеет существенного значения, так как сам датчик сравнительно мало времени находится в работе, а конструкция капсулы предусматривает возможность быстрой замены батарей питания (элемент «Марс») измерительной ячейки.

На основании исследований, проведенных в работе [2], кинетическое уравнение процесса электровосстановления кислорода можно представить в виде

$$I_d = \kappa S F A_0 D_0 \frac{C_{\text{к}}}{b \cdot \delta} \exp - \left(\frac{E_A}{RT} + \frac{E_D}{RT} \right), \quad (1)$$

где I_d — диффузионный ток; κ — коэффициент пропорциональности; S — площадь катода; A_0 — коэффициент проницаемости; D_0 — коэффициент диффузии; $C_{\text{к}}$ — концентрация кислорода; E_A — энергия активации проницаемости; E_D — энергия активации диффузии; R — универсальная газовая постоянная; T — температура. Механизм процесса электровосстановления:



В качестве материала катода была выбрана платина, так как с точки зрения адсорбционной способности по отношению к кислороду платина является одним из лучших материалов для микроэлектродов. Анодом является Ag/AgCl — электрод, исключаяющий в растворах, содержащих хлориды, появление диффузионных скачков потенциалов. Электролитом служит загущенный раствор 0,1 N KCl. Селективирующая мембрана — полиэтиленовая пленка, которая по своим физико-химическим и механическим свойствам наиболее полно отвечает поставленным задачам — пропускать молекулы растворенных газов и задерживать ионы других веществ, содержащихся в морской воде. В некоторых анализаторах кислорода [5] в качестве селективирующей мембраны использовалась тефлоновая пленка. Но исследования, проведенные авторами, показали, что при длительном использовании тефлоновой мембраны в морской воде

она резко ухудшает свои селективирующие способности. Корпус датчика изготовлен из оргстекла. Для исключения влияния колебаний скорости потока жидкости и стабилизации потока кислорода к электронной системе датчика на входе последнего устройство специальный диффузор.

Немаловажным фактором, ограничивающим применение данного датчика для работы *in situ*, является экстремальное давление, которое влияет на геометрическую структуру приэлектродной области, в частности оно изменяет толщину слоя электролита между поверхностью индикаторного электрода и мембраной, изменяя тем самым условия диффузии кислорода. Для устранения этого явления было предложено следующее: 1) уменьшение рабочей камеры датчика с определенным объемом электролита, в котором содержится достаточное для переноса электрических зарядов количество подвижных ионов; 2) применение гелевого электролита; 3) использование устройства противодействия — специальных отверстий в корпусе датчика, закрытых эластичной силиконовой резиной, благодаря чему уравниваются внутреннее и внешнее давления на мембране.

Для устранения температурной погрешности датчика растворенного кислорода в устройстве используется система термокомпенсации, представляющая собой последовательно соединенный с электродной системой датчика терморезистор КМТ-6, который предназначен для работы непосредственно в жидкостях [1].

В качестве датчика температуры в термобатиноксиметре используется термистор типа КМТ-14. Он включен в одно из плеч измерительного моста. Температурная характеристика термистора линеаризована путем включения его в четырехполюсник [4] и выбором рабочего участка характеристики. Для устранения временной нестабильности датчика температуры предусмотрена периодическая корректировка шкалы прибора.

Датчик гидростатического давления (глубины) — потенциометрический, типа МД-10 Т, включен по реостатной схеме в плечо измерительного моста. Рабочая полость датчика заполнена маслом для исключения коррозии.

Блок питания забортного устройства термобатиноксиметра вырабатывает стабилизированное напряжение 0,8 В, необходимое для питания полярографической ячейки, и 6 В от стабилизированного источника для питания измерительных схем.

Конструктивно блок датчиков собран в цилиндрическом корпусе (диаметр 100 мм, длина 200 мм). Защитный корпус термистора выполнен в виде полого стержня диаметром 5 мм. Тепловая инерция датчика температуры, измеренная в лабораторных условиях, не более 0,1 с. Спуск и подъем прибора производится с помощью модернизированной кабельной лебедки от электромагнитного измерителя течений.

В бортовой комплекс аппаратуры входят: измерительно-преобразовательные схемы датчиков; система автоматического управ-

ления; электронный потенциометр ЭПП-09; цифровой вольтметр ЭЦПВ-3 с цифropечатающей машиной ЦПМ.

Система автоматического управления предназначена для поочередного подключения выходных напряжений с измерительных схем ко входу регистрирующего устройства. Скорость переключения каналов 0,5 с (дискретность измерения по каждому каналу 1,5 с) обусловлена возможностью цифropечатающей машины ЦПМ-1.

Основные технические характеристики термобатиоксиметра: диапазон измеряемых температур $0 \div 28^\circ\text{C}$; точность измерения температуры — 7×10^4 ; диапазон измерения концентрации растворенного кислорода $0 \div 10$ мл/л; постоянная времени датчика кислорода — 20 с; точность измерения концентрации растворенного кислорода — 5×10^4 ; диапазон измерения гидростатического давления — $0 \div 10$ кг/см²; точность измерения давления — $1,5 \times 10^2$.

При использовании созданной аппаратуры в океанологической практике для достижения заданной точности регистрации необходимо согласовать скорость зондирования с инерционностью датчиков и вертикальными градиентами измеряемых характеристик. Ввиду того, что самой большой инерционностью обладает датчик растворенного кислорода, расчет возможной скорости зондирования будем производить исходя из условий распределения кислорода. Вертикальный градиент концентрации кислорода может быть представлен как

$$\text{grad } O_2 = \frac{C_2 - C_1}{z_2 - z_1}, \quad (3)$$

где C_1 и C_2 — содержание кислорода на горизонтах z_1 и z_2 . Если скорость зондирования будет постоянной, то

$$\text{grad } O_2 = \frac{C_2 - C_1}{V_3 \cdot t}, \quad (4)$$

где V_3 — скорость зондирования; t — время.

Величину динамической ошибки в этом случае можно определить

$$\Delta x = \text{grad } O_2 \cdot V_3 \cdot m e^{-\frac{t}{m}} - \text{grad } O_2 \cdot V_3 \cdot m - C_2 e^{-\frac{t}{m}} + C_1, \quad (5)$$

где Δx — динамическая ошибка; m — постоянная времени датчика.

Допустим, что $C_2 = 1$ мл/л, $C_1 = 6$ мл/л и пусть время установления $t = 5$ с. Максимальный вертикальный градиент концентрации растворенного кислорода в Мировом океане (Хорн., 1971) — 1 мл/л. Примем его постоянным по всей толще воды. Отсюда

$$\Delta x = V_3 \cdot m (e^{-5} - 1) + 5,495; \quad (6)$$

а

$$V_3 = \frac{|\Delta x| + 5,495}{0,99 m}. \quad (7)$$

Выражение (7) связывает скорость зондирования V_z с инерционностью датчика t при заданном значении динамической ошибки Δx . Возьмем для расчета четыре различных значения величины Δx и получим допустимые значения скорости погружения датчика в зависимости от его инерционности и заданной динамической ошибки:

$$\text{для } |\Delta x| = 1 \text{ мл/л} \quad V_z = \frac{6,495}{0,99t}; \quad (8)$$

$$\text{для } |\Delta x| = 0,1 \text{ мл/л} \quad V_z = \frac{5,595}{0,99t}; \quad (9)$$

$$\text{для } |\Delta x| = 0,05 \text{ мл/л} \quad V_z = \frac{5,545}{0,99t}; \quad (10)$$

$$\text{для } |\Delta x| = 0,01 \text{ мл/л} \quad V_z = \frac{5,535}{0,99t}. \quad (11)$$

Данные вычисления сведены в табл. 1.

Таблица 1

Возможные скорости зондирования в зависимости от инерционности датчика и заданной динамической ошибки

V_z , м/с	Значения t (в секундах) при			
	$\Delta x=1$ мл/л	$\Delta x=0,1$ мл/л	$\Delta x=0,05$ мл/л	$\Delta x=0,01$ мл/л
0,05	131,2	113,0	112,0	111,2
0,1	65,6	56,5	56,0	55,6
0,2	32,8	28,25	28,0	27,8
0,5	13,1	11,3	11,2	11,12
0,75	8,74	7,53	7,47	7,41
1,0	6,56	5,65	5,6	5,56
1,5	4,37	3,77	3,73	3,7
2,0	3,28	2,82	2,8	2,78

Все вычисления велись для максимально возможных значений градиентов концентрации растворенного кислорода. В среде, где значения градиентов меньше, чем принято в исходных данных, скорость зондирования может быть выше. Полученные расчетные значения хорошо согласуются с практическими.

Испытания термобатноксиметра производились в экспедиции ЛГМИ на научно-исследовательском судне «Нерей» в июне 1973 г. в Атлантическом океане. Основными задачами натурных испыта-

ний являлись: проверка работоспособности устройства при эксплуатации его *in situ* в экспедиционных условиях, проверка герметизации корпуса зондирующей капсулы, выбор оптимальной скорости зондирования в случае наиболее часто встречающихся градиентов концентрации растворенного в морской воде кислорода и проверка сходимости данных измерений прибором и данных измерений стандартными методами.

Во время испытаний параллельно с выполнением батометрической серии на океанографических станциях векового разреза Шетландские о-ва — Скандинавия опускался термобатноксиметр. Для проверки сходимости результатов наблюдений исследуемым прибором и стандартными методами измерения выполнялись только на стандартных горизонтах. После обработки результатов наблюдений данные сравнивались. Испытания показали хорошую сходимость методов наблюдений. По результатам измерений термооксиметром построен график распределения концентрации растворенного кислорода на данном разрезе.

Скорость зондирования устройства менялась в интервале от 0,1 до 1,5 м/с. При данных градиентах концентрации растворенного кислорода, инерционности датчика и имеющейся точности регистрации стабильные результаты были получены при скорости зондирования от 1 м/с и ниже. Наиболее удобной для работы является скорость 0,5 м/с.

Во время подготовки к испытаниям и при производстве самих работ устройство проработало в общей сложности 15 суток без замены батарей питания и электролита электролитической ячейки и дополнительной обработки электродов. При работе зондирующее устройство опускалось до глубины 200 м. Испытания показали полную надежность корпуса измерительной капсулы и системы герметизации и дали положительные результаты.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бублик В. А., Коровин В. П. Измерение температуры и растворенного кислорода на автономной буйковой станции. № 2129-74-Деп. от 30/VII. 1974. М., ВИНТИ.
2. Коровин В. П. Исследование полярографического метода для автоматизации измерений растворенного в морской воде кислорода. № 2128-74-Деп. от 30/VII. 1974. М., ВИНТИ.
3. Коровин В. П. Гальваническая ячейка — датчик растворенного в морской воде кислорода. № 2522-74-Деп. от 27/IX. 1974. М., ВИНТИ.
4. Удалов И. П. Полупроводниковые датчики. Изд. «Энергия», М., 1967. 168 с.
5. Храмов А. В., Нечваленко И. Б., Беркутова Л. В. Аппаратура для автоматического измерения концентрации молекулярного кислорода в морской воде. В сб. «Автоматизация научных исследований морей и океанов». Севастополь, изд. МГИ АН УССР, 1969, с. 274—281.

МЕТОД АЭРОКАРТИРОВАНИЯ АНОМАЛИЙ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ МОРСКОЙ ВОДЫ

289202
В настоящее время наиболее оперативными методами получения информации о некоторых океанологических характеристиках являются аэрометоды [1, 2] и методы наблюдений с помощью искусственных спутников Земли [3, 4, 5], которые позволяют производить измерение и картирование температуры поверхности воды по излучению в инфракрасном [1, 2, 5] и микроволновом [6, 7, 8] диапазонах, выделять и исследовать зоны сильных поверхностных течений [9], определять характеристики морского волнения [10] и т. д.

Частной задачей аэрометодов является определение географического положения границ раздела водных масс. Как известно [11], в зонах раздела регистрируется повышенное содержание планктона и вследствие этого наибольшие скопления рыбы. При этом оперативность картирования играет весьма важную роль, так как в ряде случаев миграция зоны раздела довольно велика и методы стандартной океанографической съемки оказываются малоэффективными. Картирование зон раздела необходимо также при изучении распространения пресных стоковых вод, при исследовании опресненных линз, образующихся при таянии льда, при выявлении зон смешения вод в проливах и в ряде других случаев.

Поскольку зоны раздела характеризуются относительно большими градиентами температуры и солености, то их картирование может быть выполнено путем авиасъемки поверхностной температуры с применением ИК-радиометров. При благоприятных условиях наблюдений статическая погрешность ИК-радиометра составляет $\pm 0,2^\circ\text{C}$ [1, 2], благодаря чему по результатам съемки могут быть выявлены даже зоны, слабо выраженные в температурном поле.

Однако на результаты наблюдений с помощью ИК-радиометров большое влияние оказывают атмосферные условия и состояние поверхности моря [1], а при наличии низкой облачности либо тумана метод ИК-съемки оказывается неприменимым. Также невозможно использование ИК-радиометров для картирования зон раздела, характеризующихся только соленостными градиентами.

Микроволновые аэрометоды измерения температуры [6, 7, 8] позволяют в принципе производить наблюдения при наличии низкой облачности либо тумана, но абсолютная погрешность микроволновых радиометров при известных коэффициентах излучения водной поверхности по предварительным данным [7] составляет 3—4° С. Поэтому представляется целесообразным применение для картирования зон раздела принципиально новых методов, основанных на измерении электропроводности поверхностного слоя, являющейся функцией температуры и солености. В поле электропроводности зоны раздела могут фиксироваться как аномалии горизонтального типа, имеющие достаточно четкую границу при термохалинных и при чисто соленостных контрастах.

Аналогичные задачи картирования электропроводности и ее аномалий с летательных аппаратов (самолетов, вертолетов) существуют в рудной геофизике. В ряде случаев они успешно решаются с помощью электромагнитных методов разведки [12].

Сущность основных электромагнитных методов разведки заключается в том, что структура электромагнитного поля передатчика сильно зависит от электропроводности среды, в которой или над которой распространяется поле [13, 14]. Изучение этой структуры позволяет с достаточной точностью судить об электропроводности.

Для океанологических целей картирования зон раздела наиболее интересным из этих методов можно считать метод радиокомпарирования и пеленгации (радиокип) [15].

Основное отличие метода радиокип от других распространенных методов аэроэлектроразведки заключается в том, что наблюдения над электромагнитным полем производятся в дальней (нормальной) зоне передатчика, где структура излучаемого первичного поля в общем случае близка к однородной. При наличии аномалий электропроводности подстилающей поверхности возникают нарушения однородности и появляется вторичное поле, синфазное либо нефазное с первичным, при этом ориентация векторов результирующего поля предполагает наличие вертикальной составляющей у вектора магнитной силы, а также отклонение пеленга на излучатель относительно среднего пеленга — так называемый «кажущийся» пеленг. Для полного изучения структуры в зонах аномалий необходимо исследование всех характеристик поля: как амплитудных, так и фазовых. Однако в случае более простой задачи — индикации географического положения зон — достаточно ограничиться лишь одной из характеристик, наиболее удобной для непосредственных измерений. Такой характеристикой может служить ориентация вектора магнитной силы, регистрируемая по вертикальной и горизонтальным составляющим.

Теоретическое исследование структуры электромагнитного поля в нормальной зоне при наличии аномалий электропроводности в верхних слоях земной коры выполнено в работе [15], где показано, что в общем случае поле произвольно расположенных вихревых

токов в зонах аномалий можно представить в виде суммы двух полей: синфазного с первичным и внефазного (т. е. сдвинутого по фазе относительно первичного на $\pi/2$). Первое при сложении с первичным вызывает аномалии амплитуды напряженности поля и искажения радиопеленга, второе приводит к возмущению фазовой структуры и создает над зонами аномалий эллиптическую поляризацию поля. В конкретных практических случаях возникает преимущественно либо синфазное, либо внефазное поле. В частности, внефазное вторичное поле в основном наблюдается над проводящими объектами типа линейных проводников, а над зонами контакта пластообразных рудных тел с различной электропроводностью возникает синфазное поле.

Зоны контакта морских вод с различной температурой и соленостью можно качественно идентифицировать с зонами контакта пластообразных рудных тел. Таким образом, следует ожидать, что

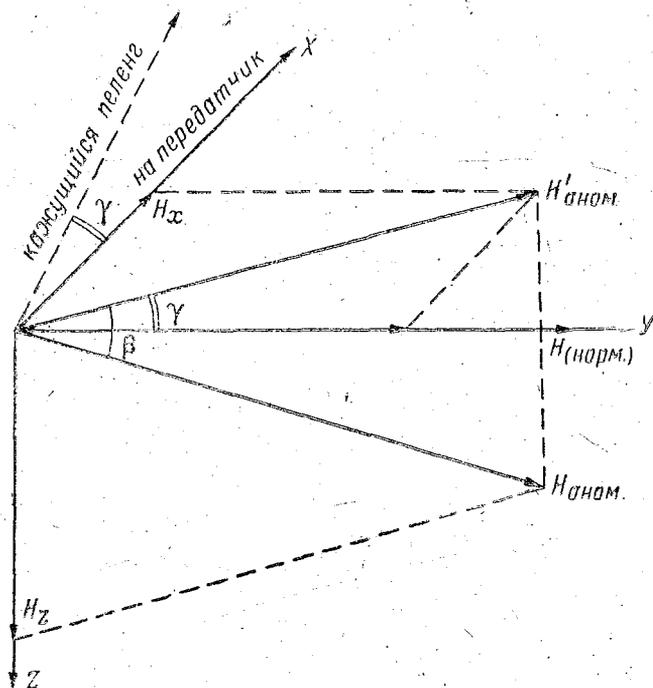


Рис. 1. Изменение ориентации вектора магнитной силы над зоной контакта.

над ними появляется синфазное вторичное поле, при этом результирующий вектор магнитной силы $H_{аном.}$ (рис. 1) отклоняется от горизонтальной плоскости (проекции $H_{аном.}$) на некоторый угол β (наклонение вектора), а от плоскости, перпендикулярной вектору распространения поля (вектору Умова — Пойнтинга), — на угол γ ,

который может быть назван склонением. Такое нарушение ориентации вызывает появление составляющих H_x и H_z и, следовательно, уменьшение составляющей H_y , которая при отсутствии аномалий электропроводности соответствует полной напряженности H .

Аналогичные нарушения структуры поля в нормальной зоне наблюдаются в случае так называемой «береговой рефракции радиоволн» [16, 17], поскольку вызваны теми же причинами. Сущность береговой рефракции заключается в изменении фронта распространения волны (т. е. в появлении склонения γ) при переходе с суши на море и обратно, что приводит к значительным ошибкам при радиопеленговании. При этом обычно анализируются отклонения вектора электрической силы поля E относительно линии, соединяющей передатчик и приемник. В работе [17] показано, что влияние береговой линии очень быстро исчезает по мере удаления от берега, т. е. аномалии электропроводности не меняют генерального направления распространения волны, а сказываются лишь при наблюдениях, проводимых непосредственно рядом с ними. Там же [17] рассматривается общий случай рефракции, когда радиоволна проходит над зоной контакта вод с различной электропроводностью. Для перепада значений электропроводности от $2 \cdot 10^{-3}$ до $9 \cdot 10^{-3}$ сим/м искажения радиопеленга составляют примерно половину искажений при переходе вода — суша.

Таким образом, можно предполагать, что измерение вектора магнитной силы вещательных радиостанций в их нормальной зоне позволит определять наличие зон раздела водных масс с летательных аппаратов, пролетающих над зоной раздела или рядом с ней. Причём такие измерения можно производить практически в любых атмосферных условиях.

Непосредственное использование для океанологических целей выводов теоретических исследований по методу радиокип и рекомендаций по его применению, известных в рудной геофизике [12, 15, 18], встречает ряд затруднений. Основные причины таких затруднений заключаются в следующем.

Метод радиокип разрабатывался и исследовался применительно к диапазону электропроводностей, характерных для различных типов почв и горных пород. У морской воды электропроводность на несколько порядков больше, вследствие этого количественные зависимости между аномалиями электропроводности и аномалиями поля будут иными, что может сильно сказаться на чувствительности метода.

При картировании рудных месторождений производится индикация именно границ раздела, т. е. протяженность аномалии незначительна. Раздел водных масс, очевидно, следует характеризовать некоторой зоной, имеющей сравнительно большую протяженность и вследствие этого значительно меньшие градиенты электропроводности. Это осложняется тем, что для водных масс вообще характерны меньшие изменения электропроводности по сравнению с горными породами.

Одной из важнейших характеристик методов геофизической разведки (в том числе метода радиокип) является глубинность исследования. В связи с этим естественно стремление использовать более низкие частоты [15, 18] (в методе радиокип — поля длинноволновых и средневолновых радиостанций). Применительно к океанологическим задачам увеличение глубинности вряд ли целесообразно, поэтому возможно проведение наблюдений в любом диапазоне частот.

Вследствие рассмотренных причин возникает задача проведения специальных исследований по оценке возможностей применения метода радиокип для морских условий. Такие исследования были выполнены с помощью сконструированной экспериментальной установки [19] и показали, что метод может считаться достаточно эффективным.

Натурные испытания метода производились на самолете Як-12 над Финским заливом в апреле 1973 г. Поскольку аномалии электропроводности наблюдаются не только при контакте различных водных масс, но и на границах лед — вода, старый лед — молодой лед, берег — вода, берег — лед, то целесообразно проведение испытаний именно в ледовых условиях, так как при этом существует возможность визуального контроля получаемых данных непосредственным картированием ледовой обстановки. Для проведения испытаний на основе серийного приемника был изготовлен макет селективного измерителя радиополя (рис. 2), в котором чувствитель-

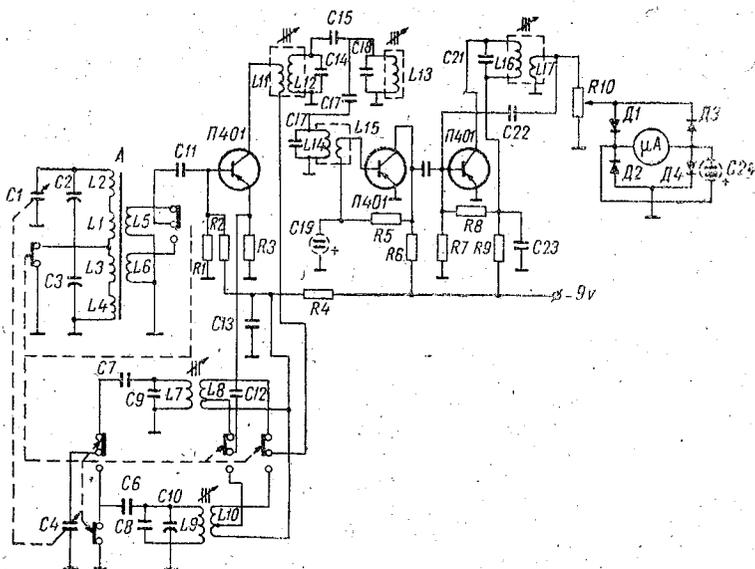


Рис. 2. Принципиальная схема измерителя радиополя.

ным элементом являлась магнитная антенна А, настраиваемая с помощью конденсатора С₁ на одну из выбранных станций радиовещательного диапазона. Каскад на первом транзисторе Т₁ выполняет роль преобразователя частоты. После прохождения фильтра ПЧ (промежуточной частоты) сигнал поступает на усилитель промежуточной частоты (УПЧ), собранный на двух транзисторах П401. Система автоматической регулировки усиления в УПЧ отсутствует. Сигнал с выходной обмотки L₁₇ трансформатора УПЧ подается на выпрямитель, собранный на диодах Д₁ + Д₄, отфильтровывается с

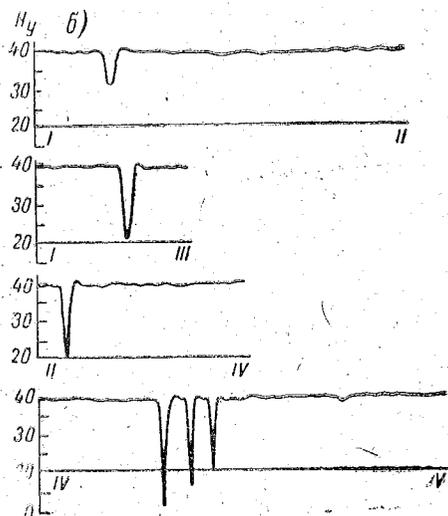
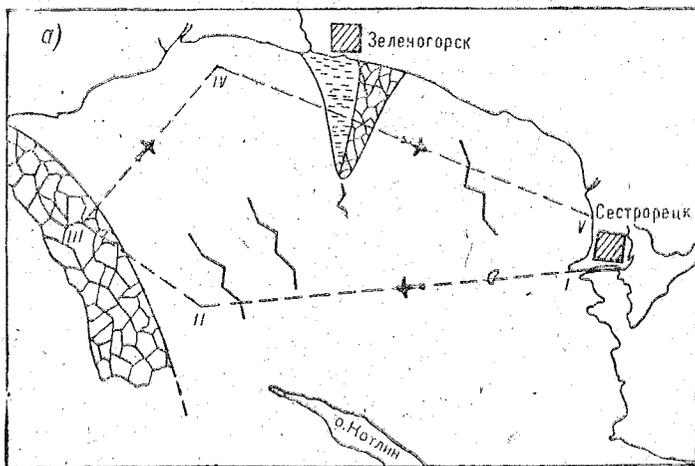


Рис. 3. Результаты натуральных испытаний метода аэрокартирования зон горизонтальных аномалий электропроводности: а) ледовая обстановка и маршрут полета; б) изменения составляющей H_y поля вещательной радиостанции «Ленинград» на различных участках маршрута; I—V—участки маршрута.

помощью C_{24} и регистрируется стрелочным микроамперметром μA . Для регулировки амплитуды сигнала служит резистор R_{10} .

Магнитная антенна измерителя при проведении испытаний располагалась таким образом, чтобы воспринимать горизонтальную составляющую H_y вектора магнитной силы радиополя. Регистрация величины H_y производилась в относительных единицах по показаниям μA .

При полете на высоте 300 м над зонами раздела берег — лёд, лёд — вода, старый лёд — молодой лёд с обломками старого (рис. 3) наблюдались четкие минимумы горизонтальной составляющей (рис. 3б). При отсутствии аномалий величина H_y изменялась незначительно. Следует отметить, что относительная величина минимумов связана с типом фиксируемой зоны раздела, т. е. с разницей электропроводностей контактирующих объектов, что подтверждает результаты, полученные на модели [19].

Полет на более низких высотах (100 м) показал, что чувствительность метода с уменьшением высоты возрастает и аномалии H_y появляются при менее значительных перепадах электропроводности. При этом зоны аномалий H_y становятся более широкими и накладываются друг на друга, что сильно затрудняет интерпретацию данных, а в некоторых случаях (при сложной ледовой обстановке) делает ее практически невозможной. Однако наличие регулировки амплитуды сигнала и возможность выбора радиовещательной станции позволяют в широких пределах менять величину чувствительности и тем самым устанавливать оптимальные условия индикации.

Проведенные исследования показали, что метод аэрокартирования горизонтальных аномалий электропроводности морской воды является перспективным и может с успехом использоваться в практике океанологических наблюдений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лоуренс Д. Электроника в океанографии. М., Воениздат, 1969. 259 с.
2. Руководство по применению аэрометодов в океанографии. Ч. 2, Л., Гидрометеониздат, 1971, 108 с.
3. Башаринов А. Е. и др. Определение геофизических параметров по измерениям теплового радиоизлучения на ИСЗ «Космос-243». ДАН СССР, т. 188, № 6, 1968, с. 25—28.
4. Виоградов Б. В., Кондратьев К. Я. Космические методы земледенения. Л., Гидрометеониздат, 1971, 190 с.
5. Космическая электроника. М., «Наука», 1973, 239 с.
6. Рабинович Ю. И., Щукин Г. Г., Волков В. Г. О возможных погрешностях абсолютных измерений радиоизлучения. Тр. ГГО им. Воейкова, вып. 222, 1968, с. 138—148.
7. Рабинович Ю. И., Щукин Г. Г., Мелентьев В. В. Определение температуры водной поверхности по радиоизлучению в сантиметровом диапазоне. Тр. ГГО им. Воейкова, вып. 222, 1968, с. 49—53.
8. Шутко А. М. Экспериментальные исследования характеристик теплового радиоизлучения морской поверхности. Тр. ГГО им. Воейкова, вып. 222, 1968, с. 19—21.
9. Жвалев В. Ф. и др. О возможности использования инфракрасных изображений Земли для прослеживания динамики морских течений и серебристых облаков. Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. Т. 3, № 11, 1967, с. 1187—1195.

10. Самров В. П. О связи вихревой структуры облачности с волнением в океане. Тр. ЦИП, вып. 152, 1966, с. 11—18.
 11. Наставление по разведке океанической сельди. Изд. IV. Мурманское кн. изд., 1960, 128 с.
 12. Светов Б. С., Петровский А. Д. и др. Электромагнитные методы разведки в рудной геофизике. М., «Недра», 1966, 307 с.
 13. Великин А. Б., Франтов Г. С. Электромагнитные поля, применяемые в индукционных методах электроразведки. Л., Гостоптехиздат, 1962, 352 с.
 14. Макаров Г. И., Новиков В. В. Распространение электромагнитных волн над поверхностью с произвольным поверхностным импедансом. В сб. «Проблемы дифракции и распространения радиоволн», вып. 1. Изд. ЛГУ, 1962, с. 82—89.
 15. Тархов А. Г. Основы геофизической разведки методом радиокип. М., Гостеолтехиздат, 1961, 282 с.
 16. Альперт Я. Л., Горожанкин Б. Л. Экспериментальные исследования структуры электромагнитного поля над неоднородной земной поверхностью (к вопросу о береговой рефракции). ЖТФ, № 11, 1941, с. 19—28.
 17. Фейнберг Е. Л. О береговом эффекте при радиопеленговании. Изв. АН СССР, сер. физ., т. X, № 2, 1946, с. 14—25.
 18. Шауб Ю. Б. О глубинности аэроэлектроразведки методом радиокип. Изв. АН СССР, «Физика Земли», № 4, 1967, с. 29—32.
 19. Степанюк И. А., Лейский Е. А. Оценка возможностей применения метода радиокип для океанологических наблюдений. Настоящий сборник, с. 39—44.
-

ИССЛЕДОВАНИЕ СТАБИЛЬНОСТИ И ВЫБОР ЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ТЕМПЕРАТУРЫ

В качестве чувствительных элементов при измерениях температуры морской воды в электронной гидрофизической аппаратуре чаще всего применяются проволочные и полупроводниковые терморезисторы [1]. Их выбор обуславливается высокой температурной чувствительностью по сравнению с другими типами элементов, например пьезокварцевыми преобразователями [2], а также доступностью для массового использования. Однако в последнее время установилось противоречивое мнение о их стабильности.

В частности, в работах [3, 4] показано, что старение характеристик полупроводниковых терморезисторов является нелинейным и монотонным, причем утверждается [4], что воспроизводимость характеристик по окончании времени «быстрого» (искусственного) старения может достигать $\pm 0,01^\circ\text{C}$ в течение нескольких месяцев. Стабильность проволочных терморезисторов, например медных [4], значительно меньше и составляет величину порядка $\pm 0,3^\circ\text{C}$, в отличие от платиновых, стабильность которых достигает $10^{-3} \pm 5 \cdot 10^{-3}^\circ\text{C}$.

Противоположное мнение приведено в работе [5], а именно: считается, что «по стабильности характеристик полупроводниковые термосопротивления несколько уступают металллическим». В связи с этим вопрос исследования и выбор чувствительных элементов температуры для применения в электронной гидрофизической аппаратуре является актуальным и требует специального изучения и определения условий, при которых может быть обеспечена заданная стабильность измерений.

На наш взгляд, наиболее интересные результаты по исследованию стабильности проволочных и полупроводниковых терморезисторов получены в работах [6, 7, 8].

Исследования проволочных терморезисторов [6, 7] серийного изготовления проводились в нормальных условиях, при этом определялись количественные значения отклонений их градуировочных характеристик от начальных значений в зависимости от времени эксплуатации. Было исследовано около 1000 экземпляров термо-

резисторов на протяжении 10 000 часов согласно инструкциям № 157—62 и № 163—62 Госкомитета стандартов СССР.

Результаты исследований изображены на рис. 1 в виде кривых ухода характеристик в °С по отношению к начальным значениям.

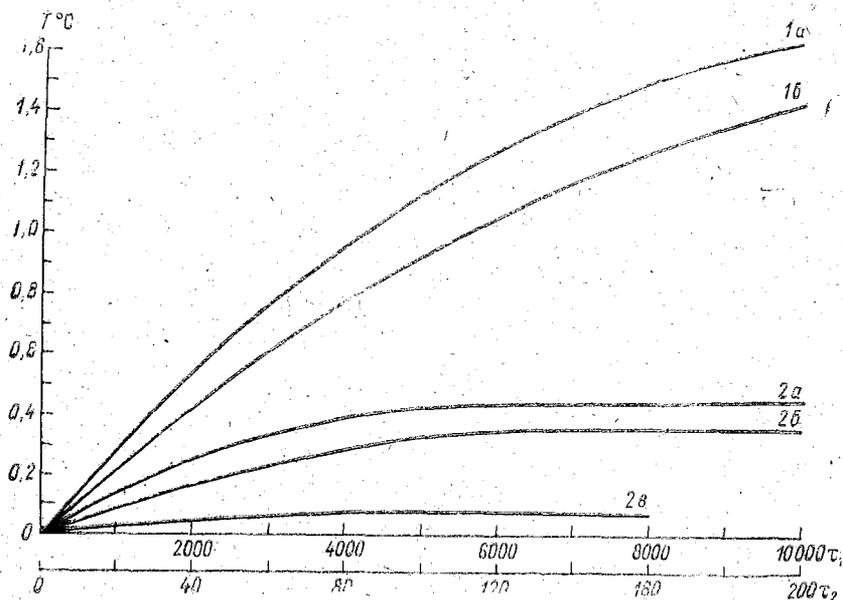


Рис. 1. Уход градуировочных характеристик терморезисторов за время эксплуатации (в °С).

1а — уход медных (1а) и платиновых (1б) проволочных терморезисторов за время τ_1 , по данным работ [6, 7]; уход полупроводниковых (2а, 2б, 2в) терморезисторов типов КМТ-1, ММТ-1 и ММТ-8 за время τ_2 , по данным работы [3].

Для сравнения приведены кривые ухода характеристик полупроводниковых терморезисторов по данным Г. К. Нечаева [3]. Анализ кривых позволяет сделать следующие выводы:

1) при включении промышленных проволочных терморезисторов в измерительный преобразователь, например мост с поразрядным уравниванием, который часто используется в гидрофизической аппаратуре, и условно допуская идеальную стабильность элементов моста, следует ожидать непрерывного роста систематической погрешности измерений температуры, достигающей $1,4 \div 1,6^\circ\text{C}$ через 10 000 часов эксплуатации. Так как для гидрофизических измерений такие значения погрешности недопустимы (как правило, суммарная величина статической погрешности должна быть не более $\pm 0,05^\circ\text{C}$), то применение проволочных терморезисторов возможно лишь при условии обеспечения во время эксплуатации частых систематических проверок и при наличии органов оперативной корректировки измерительных характеристик. Примене-

ние же таких терморезисторов в аппаратуре, предназначенной для длительной автономной работы (например, в буйковых измерительных комплексах, в стационарных донных постановках), вряд ли целесообразно:

2) уход характеристик обоих типов терморезисторов (проволочных и полупроводниковых) имеет нелинейный характер, что предполагает возможность специальной предварительной подготовки для применения в прецизионной измерительной аппаратуре — искусственного старения. Действительно, проведение искусственного старения платиновых терморезисторов позволяет использовать их в образцовой (эталонной) термометрической аппаратуре. Однако необходимость искусственного старения требует в любом случае исследования терморезисторов и последующей индивидуальной тарировки, что является общим недостатком для обоих типов. При этом представляется предпочтительным использование полупроводниковых терморезисторов вследствие более высокой чувствительности, меньшего промежутка времени старения и меньших величин ухода характеристик относительно начальных значений.

Эти выводы предполагают целесообразность изучения стабильности характеристик полупроводниковых терморезисторов различных типов по окончании искусственного старения, а также исследование механизмов старения и определение наиболее эффективных режимов искусственного старения.

В работе [8] приведены результаты исследования стабильности характеристик полупроводниковых терморезисторов на примере прибора типа СТЗ-19. Проверке подвергалась партия из 10 экземпляров, изготовленных в 1964 г. и имевших коэффициент чувствительности около 4,6%/град. Экспериментальная часть работы заключалась в периодическом измерении сопротивлений терморезисторов в течение года при температуре $\pm 0,01^\circ\text{C}$; в перерывах между измерениями терморезисторы находились в нормальных условиях.

Исследования показали, что в среднем для всей партии отклонения величины сопротивления от первоначальных значений за 1000 часов составили около 0,005%, за 10 000 часов — около 0,05%, причем у двух терморезисторов из десяти эти отклонения были в два раза меньше. В пересчете на уход градуировочных характеристик указанные отклонения составляют 0,001 и $0,01^\circ\text{C}$ соответственно. Указанные числовые значения отклонения (особенно 0,005%) могли быть зафиксированы благодаря высокой чувствительности измерительного устройства, но считать, что они характеризуют именно старение, было бы необоснованным, тем более, что стабилизация температуры осуществлялась со статической погрешностью $\pm 0,01^\circ\text{C}$. Тем не менее результаты работы [8] позволяют говорить о перспективности применения приборов типа СТЗ-19 в прецизионной аппаратуре.

Для определения эффективных режимов искусственного старения полупроводниковых терморезисторов представляет интерес

анализ наиболее вероятных механизмов старения и их влияния на стабильность характеристик. Эти механизмы можно разделить на следующие основные типы.

1. Как известно, изготовление полупроводниковых терморезисторов осуществляется методом порошковой технологии. После термической обработки происходит спекание отдельных частиц смеси, при этом формируется множество полупроводниковых переходов различных размеров. Переходы отличаются друг от друга сечением, толщиной — электрической прочностью, различной ориентацией и в основном определяют активное сопротивление терморезистора. Кроме того, большое содержание различных примесей определяет их диффузию в полупроводниковые переходы, изменяя проводимость последних. Эта диффузия представляется одним из ведущих механизмов нестабильности, причем неуправляемым механизмом. Ее наличие объясняет факт непрерывного изменения характеристик терморезисторов — с течением времени происходит выравнивание своеобразных «парциальных давлений» примесей и перенос их электрическим током аналогично процессам в твердых электролитах. Единственным способом исключения указанного механизма нестабильности серийных терморезисторов может быть их специальный отбор перед использованием.

2. Вторым механизмом нестабильности характеристик представляется наличие большого количества параллельно-последовательных проводящих цепочек в объеме материала терморезистора, составляющих его сопротивление. При этом в состав проводящих цепочек включаются и электрически непрочные переходы, которые под действием электрических нагрузок могут разрушаться при относительно высоком для них приложенном напряжении или проходящем токе.

3. Третий механизм старения, вероятно, заключается в том, что при спекании отдельных частиц исходной смеси их спайки из-за разнообразных локальных причин могут оказаться механически непрочными. В результате при воздействии перепадов температур («термоударов») возникающие деформации микроструктуры терморезистора будут разрушать отдельные спайки, разрывая при этом часть проводящих цепочек и, следовательно, необратимо изменяя общее сопротивление.

Определив механизмы старения, представляется возможным разработать способы ускоренного искусственного воздействия на них с целью исключения либо значительного уменьшения их влияния на стабильность характеристик полупроводниковых терморезисторов. При этом очевидно, что исключить третий механизм старения возможно циклическим воздействием нескольких «термоударов», непрерывно следующих друг за другом — термоциклированием. Опыт и проведенные эксперименты показывают, что 6—10 термоударов от -20 до $+(100 \div 120)^\circ\text{C}$ с пребыванием при каждой температуре 1—2 часа и временем переноса из камеры холода в ка-

меру тепла (и обратно), равным 3—6 с, достаточно для практически полного устранения указанного механизма.

Второй механизм старения может быть исключен воздействием на терморезисторы электрической нагрузки с мощностью до величины $P_{\text{макс}}$ (паспортная величина для каждого типа) в течение 100—150 часов.

Проверка способов устранения второго и третьего механизмов старения была проверена на терморезисторах типов ММТ-1, КМТ-1. Две свежие партии терморезисторов (каждая по 8—10 шт.) были подвергнуты следующим воздействиям: первая партия — шести «термоударам» по указанной методике; вторая партия — шести «термоударам» и выдержке в течение 100 часов под электрической нагрузкой с мощностью $P_{\text{макс}}$ на каждом терморезисторе. Третья партия была контрольной и специальным воздействиям не подвергалась.

После воздействия и через 2000 часов выдержки в нормальных условиях без электрической нагрузки сопротивление терморезисторов измерялось при температуре $\pm 0,01^\circ\text{C}$. Результаты проверки полностью подтвердили высокую эффективность предложенной методики ускоренного искусственного старения. Уходы сопротивлений терморезисторов в пересчете на ошибку измерения температуры составили: для третьей партии — $(1 \pm 1,5)^\circ\text{C}$; для первой партии — $(0,1 \pm 0,2)^\circ\text{C}$; для второй партии — не зарегистрированы в пределах погрешности измерения сопротивления.

Изучение первого механизма старения проводилось следующим образом. Три партии терморезисторов типа ММТ-1, КМТ-1 (каждая по 8 шт.) были подвергнуты ускоренному искусственному старению по вышеуказанной методике, после этого производились замеры сопротивлений терморезисторов при $\pm 0,01^\circ\text{C}$.

Первая партия была разделена на две группы. Терморезисторы первой группы подключались к схемам макетов реальных измерительных преобразователей, второй группы — под нагрузку постоянным напряжением с мощностью, равной рассеиваемой на терморезисторах в макетах преобразователей (около $0,1 P_{\text{мин}}$).

Вторая партия была подвергнута воздействию электрической нагрузки с мощностью, рассеиваемой на терморезисторе, примерно равной $P_{\text{мин}}$.

Для третьей партии рассеиваемая мощность составляла примерно $5P_{\text{мин}}$.

Повторные измерения сопротивлений терморезисторов при температуре $\pm 0,01^\circ\text{C}$ производились через 1000 и 2000 часов.

Уходы сопротивлений терморезисторов, за исключением двух экземпляров, в пересчете на ошибку измерения температуры через 2000 часов превышали: для первой партии — $\pm 0,015^\circ\text{C}$; для второй партии — $\pm 0,1^\circ\text{C}$; для третьей партии — $\pm 0,5^\circ\text{C}$. Измерения ухода сопротивлений терморезисторов через 1000 часов показали примерно в 2 раза меньшие значения.

Результаты эксперимента позволили получить эмпирическую формулу для оценки величины ухода характеристики терморезисторов по окончании искусственного старения в зависимости от электрической нагрузки и времени ее воздействия:

$$\Delta t^{\circ}\text{C} \cong \kappa \frac{P \tau}{P_{\text{мин}}}$$

где κ — коэффициент, равный $0,5 \cdot 10^{-4}$ град/ч; P — электрическая мощность, рассеиваемая на терморезисторе, в мВт; τ — время воздействия электрической нагрузки, в часах.

В ходе эксперимента обнаружены два терморезистора (по одному из первой и третьей партий), уход характеристик которых составил до $(2-3)^{\circ}\text{C}$, — факт, подтверждающий необходимость специального отбора терморезисторов для применения в измерительной аппаратуре. Методика такого технологического отбора может быть предложена на основании полученной эмпирической зависимости:

1) после искусственного старения измеряется сопротивление терморезисторов при температуре $\pm 0,01^{\circ}\text{C}$;

2) терморезисторы выдерживаются 150—250 часов под электрической нагрузкой $10 P_{\text{мин}}$;

3) производится повторное измерение сопротивлений терморезисторов при температуре $\pm 0,01^{\circ}\text{C}$;

4) по результатам повторных измерений производится отбор. Критерием стабильности терморезисторов для возможности их применения в измерительной аппаратуре служит величина ухода характеристики, рассчитанная по формуле и для указанных выше условий не превышающая $\pm 0,1^{\circ}\text{C}$.

Предложенная методика обеспечивает сохранение основной погрешности измерений температуры в пределах $\pm 0,05^{\circ}\text{C}$ на протяжении 10 000 часов при непрерывно рассеиваемой электрической мощности на терморезисторе, равной $0,1 P_{\text{мин}}$. Увеличение стабильности измерений температуры с применением полупроводниковых терморезисторов в качестве чувствительных элементов может быть получено при уменьшении рассеиваемой мощности (что не всегда может быть реализовано из-за реальных характеристик радиокомпонентов измерительных преобразователей, в частности схем сравнения); либо при уменьшении времени воздействия электрической нагрузки, т. е. при включении ее только на время измерения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Современная аппаратура для океанографических исследований. Севастополь, изд-во АН УССР, 1970, 194 с.
2. Кандыба В. В., Богатырев Е. Е., Баздырева В. М. Кварцевые термочастотные преобразователи и перспективы их применения в аппаратуре для гидрологических исследований. В сб. «Автоматизация научных исследований морей и океанов». Севастополь, изд. МГИ АН УССР, 1971, с. 4—10.
3. Нечаев Г. К. Полупроводниковые термосопротивления в автоматике. Киев, Гостехиздат, 1966, 250 с.

4. Нуберт Г. П. Измерительные преобразователи неэлектрических величин. Л., «Энергия», 1970, 360 с.
 5. Агейкин Д. И., Костина Е. Н., Кузнецова Н. Н. Датчики контроля и регулирования. М., «Машиностроение», 1965, 223 с.
 6. Лах В. И. и др. Унифицированные термометры сопротивления и термопары широкого промышленного применения. «Приборы и системы управления», № 9, 1971, с. 20—23.
 7. Лах В. И. Нестабильность градуировочных характеристик термопар и термометров сопротивления. «Приборы и системы управления», № 9, 1971, с. 25—27.
 8. Горшгейн Б. Я. О стабильности параметров терморезисторов. «Измерительная техника», № 9, 1968, с. 14—17.
-

ТЕРМОКОСА ДЛЯ МНОГОКАНАЛЬНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ТЕМПЕРАТУРЫ МОРСКОЙ ВОДЫ

В связи с развитием автоматизации научных исследований морей и океанов [1] к гидрофизической измерительной аппаратуре предъявляется ряд новых требований, в частности многоканальность измерений и представление результатов в виде, удобном для последующей обработки на вычислительных машинах; последнее требование является обязательным при наблюдениях за высокоинформативными процессами, которыми являются, например, внутренние волны, тонкая структура вод Мирового океана и пространственно-временная изменчивость различных гидрофизических характеристик. В настоящее время отсутствуют промышленные образцы аппаратуры, удовлетворяющей указанным требованиям, и поэтому заинтересованные организации разрабатывают и изготавливают такую аппаратуру самостоятельно.

В Ленинградском гидрометеорологическом институте на кафедре методов океанологических исследований в 1970—1974 гг. был разработан и изготовлен ряд экспериментальных образцов аппаратуры для многоканальных измерений температуры морской воды — термокос. Отдельные образцы термокос отличались числом измерительных контейнеров (от 5 до 15) и диапазонами измеряемых температур (от $-2 \div +10^\circ\text{C}$ до $-2 \div +25^\circ\text{C}$) при глубинах измерений до 500 м. Систематическая погрешность не превышала $\pm 0,05^\circ\text{C}$ при разрешающей способности $\pm 0,01^\circ\text{C}$.

Комплекс узлов и устройств термокосы обеспечивает:

- последовательный опрос всех измерительных контейнеров (называемый в дальнейшем циклом измерения);
- управляемый период повторения циклов измерений (от непрерывного опроса до периода 60 мин);
- изменение числа включаемых измерительных контейнеров в цикле;
- регистрацию числовых значений температуры на цифропечатающей машине ЦПМ-2 в виде последовательных колонок цифр, удобных для визуального считывания и оперативного наблюдения за состоянием исследуемого температурного поля;

— регистрацию числовых значений температуры на ленточном перфореаторе типа ПЛ-20 в коде, предназначенном для непосредственного ввода в ЭВМ;

— формирование массивов информации с соответствующими служебными сигналами на перфоленте (с объемом массива до 4000 байт — из условия его полной переписи в оперативное запоминающее устройство ЭВМ).

В качестве первичных преобразователей температуры применены полупроводниковые терморезисторы. Промежуточными преобразователями являются RC-генераторы. Терморезисторы включены в схемы RC-генераторов таким образом, что чувствительность $\frac{df}{dt}$ остается постоянной во всем диапазоне измерений, вследствие этого после обработки сигналов генераторов зарегистрированные результаты полностью соответствуют числовым значениям температуры.

Для повышения стабильности измерений применен кибернетический метод [2] исключения погрешности нуля. Указанная погрешность является основной и определяется величиной ухода постоянной составляющей частоты измерительного генератора (равной частоте генератора при 0°С) под воздействием дестабилизирующих факторов (температуры окружающей среды, климатических и механических воздействий). Исключение погрешности нуля осуществляется использованием измерительной и опорной частот [3, 4], причем обе частоты формируются одним генератором, к которому во время формирования опорной частоты вместо полупроводникового терморезистора подключается образцовый резистор с сопротивлением, равным величине сопротивления терморезистора при 0°С.

Генераторы помещены в герметичные измерительные контейнеры, связанные между собой и бортовой аппаратурой обработки и регистрации сигналов отрезками многожильного кабеля с герметичными разъемами и составляющие измерительную линию. Конструктивная законченность элементов линии (измерительные контейнеры и кабельные отрезки) позволяет оперативно производить замену отказавших узлов запасными, варьировать состав линии и ее длину.

В каждом измерительном контейнере кроме генератора расположены первичный преобразователь температуры (в металлическом штуцере, контактирующем с морской водой и предохраняющем терморезистор от давления) и схема адреса контейнера, которая управляется сигналами бортовой аппаратуры и подключает выход генератора к кабельной линии связи с бортовой аппаратурой. Опрос отдельных измерительных контейнеров осуществляется последовательно, время измерения — обработки и регистрации сигналов каждого контейнера — составляет T_1 (1 либо 2 секунды в различных образцах термокос).

Для контроля и регистрации изменений глубины погружения разработан измерительный контейнер давления, обеспечивающий измерение с систематической погрешностью не хуже $\pm 2,5\%$ (от верхнего значения диапазона применяемого первичного преобразователя давления) и разрешающей способностью $\pm 0,01$ кгс/см².

Для вывода контейнеров на заданные горизонты применяется стальной гидрологический трос, который несёт на себе силовую нагрузку всей измерительной линии.

Аппаратура обработки сигналов термокосы состоит из отдельных функциональных узлов, осуществляющих управление длительностью и периодичностью измерений, обеспечивающих прием и обработку сигналов измерительных контейнеров и управление устройствами регистрации информации. Отдельными конструктивными единицами аппаратуры обработки сигналов выбраны логический элемент (самостоятельная электрическая схема, выполняющая одну определенную функцию и расположенная на отдельной плате размерами 65×40 мм с выводами для пайки в схему блока) и логический блок; конструктивно оформленный в виде металлической каскады с разъемами (типа РП14-30) и монтажной платой, на которой расположены логические элементы.

Функциональная схема аппаратуры обработки сигналов приведена на рис. 1.

Времязадающим узлом аппаратуры является схема интервалов времени, которая выдает необходимые сигналы для управляющих схем и серию временных интервалов: 20 секунд, 1, 5, 10, 15, 30, 60 минут, определяющих период повторения измерений.

Сигналы выбранного периода повторения измерений через переключатель В1 поступают на счетчик циклов, формирующий код номера цикла, и на узел включения аппаратуры. Последний включает источники рабочих напряжений и подает управляющие сигналы на остальные узлы аппаратуры в течение одного цикла. При этом узел включения обеспечивает:

а) исходную установку всех узлов и схем аппаратуры (за исключением счетчика циклов и схемы интервалов времени), необходимую для исключения влияния переходных процессов при включении источников рабочих напряжений;

б) коммутацию сигналов с периодом повторения Т1 со схемы интервалов времени на формирователь адреса измерительных контейнеров для обеспечения их последовательного подключения к аппаратуре обработки сигналов;

в) коммутацию сигналов с периодом повторения Т1 на формирователь управляющей последовательности импульсов;

г) по окончании опроса всех измерительных контейнеров — отключение источников рабочих напряжений и формирование сигналов удержания остальных узлов аппаратуры в исходном состоянии на время переходных процессов при выключении напряжений.

Формирователь управляющей последовательности импульсов с приходом сигнала с периодом повторения Т1 вырабатывает: после-

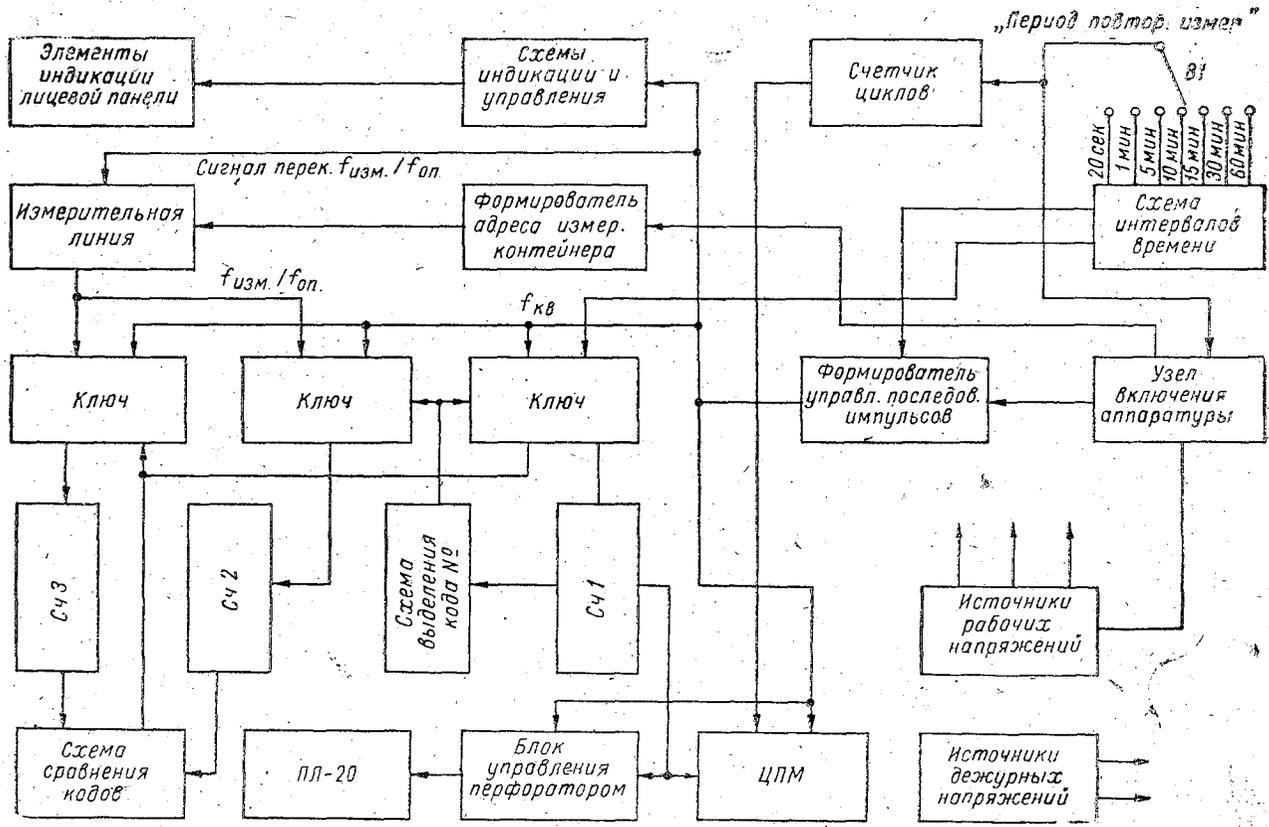


Рис. 1. Функциональная схема аппаратуры обработки сигналов.

довательность импульсов, определяющих очередность и длительность поступления сигналов измерительной и опорной частот выбранного измерительного контейнера на узлы обработки (счетчики Сч1 — Сч3), очередность и длительность работы счетчиков (Сч1 — информационного счетчика, Сч2 — счетчика измерительной частоты и Сч3 — счетчика опорной частоты), а также перфоратора и цифропечатающей машины.

Очередность работы отдельных узлов следующая:

1. В течение первого интервала τ_1 производится установка всех трех счетчиков в исходное (нулевое) состояние.

2. В течение второго интервала τ_2 на счетчик Сч2 поступают сигналы измерительной частоты $f_{изм}$, несущие информацию о температуре на выбранном горизонте; на счетчик Сч1 поступают сигналы высокостабильной (кварцевой) частоты со схемы интервалов времени $f_{ив}$, при установке в нем кода N_0 формируется сигнал остановки Сч1 и Сч2; код, установившийся в счетчике Сч2, подается на схему сравнения кодов и сохраняется в течение τ_3 и τ_4 .

3. В течение третьего интервала τ_3 производится переключение генератора выбранного контейнера в режим формирования опорной частоты; в счетчике Сч1 устанавливается дополнительный код N_1 для обеспечения вычитания постоянной составляющей частоты, не несущей информации.

4. В течение четвертого интервала τ_4 на вход счетчика Сч3 поступают сигналы опорной частоты $f_{оп}$, а сигналы с выходов каждого разряда счетчика поступают на схему сравнения кодов. На вход счетчика Сч1 поступают сигналы $f_{ив}$ кварцевого генератора схемы интервалов времени. При установке в счетчике Сч3 кода, равного коду счетчика Сч2, схема сравнения кодов выдает сигнал остановки всех работающих счетчиков. При этом в счетчике Сч1 при положительных значениях температуры устанавливается код, численно соответствующий значению измеренной температуры, а триггер переполнения счетчика Сч1 устанавливается в состояние «1», которое является сигналом знака «+» температуры. При отрицательном значении измеряемой температуры соотношение измерительной и опорной частот будет таким, что в счетчике Сч1 установится код, дополнение к которому до переполнения счетчика будет числовым значением отрицательной температуры. Для формирования соответствующего кода в этом случае по окончании счета Сч1 и Сч3 включается схема формирования отрицательного результата, которая выдает импульсы $f_{ив}$ на Сч1 и Сч2, обеспечивая длительность работы счетчиков до момента появления знака «+» в Сч1; после этого $f_{ив}$ подается на Сч1 и Сч3, длительность работы счетчиков обеспечивается до момента сравнения кодов Сч2 и Сч3 — при этом счет останавливается, а число, сформированное в Сч1, соответствует числовому значению измеренной отрицательной температуры.

Нетрудно показать, что при выбранной методике обработки сигналов измерительной и опорной частот в информационном счет-

чике Сч1 в конце интервала τ_4 установится код, соответствующий числовому значению измеряемой температуры

$$t^{\circ}\text{C} = N_0 \frac{f_{\text{изм}}}{f_{\text{оп}}} - N_1,$$

где $f_{\text{изм}}$ — измерительная частота; $f_{\text{оп}}$ — опорная частота, равная измерительной частоте при 0°C ; N_0 — код в счетчике Сч1, останавливающий работу счетчиков Сч1 и Сч2 в интервале τ_2 и определяющий коэффициент наклона измерительной характеристики; N_1 — код, равный значению, устанавливаемому в счетчике Сч1 при 0°C .

5. В течение пятого интервала τ_5 производится регистрация измеренного значения температуры. Потенциальные сигналы с информационного счетчика Сч1 поступают в виде параллельного двоично-десятичного кода на блок управления перфоратором и через согласующие усилители — на ЦПМ. Кроме этого, на ЦПМ поступают сигналы со счетчика циклов в аналогичной форме. С началом τ_5 производится формирование сигнала включения печати ЦПМ, запускается развертка параллельного кода в последовательный десятичный в блоке управления перфоратором и соответственно последовательная фиксация разрядов числового значения измеренной температуры на перфоленте.

Блок питания при включении в сеть $220\text{ В} \pm 10\%$, 50 ± 2 Гц обеспечивает необходимые напряжения для питания всех узлов аппаратуры и через соединительный кабель подает сетевое напряжение на перфоратор ПЛ-20. Блок питания состоит из источников дежурных напряжений, питающих схему интервалов времени, счетчик циклов и узел включения аппаратуры, и источников рабочих напряжений, служащих для питания остальных схем и узлов, включаемых на время цикла измерения.

Отдельные образцы термокос испытывались в натуральных условиях в Финском заливе в октябре 1971 г. на научно-исследовательском судне «Нерей», на дрейфующей станции СП-21 в мае — ноябре 1972 г., в Тихом океане на научно-исследовательском судне «Пегас» в октябре 1974 г. Результаты натуральных испытаний и опытной эксплуатации подтверждают высокую эксплуатационную эффективность аппаратуры и правильность выбранных технических решений. Благодаря функциональной законченности и повышенной стабильности измерений аппаратура может найти широкое применение при различных исследованиях природных и промышленных объектов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Колесников А. Г. Автоматизированная система сбора, передачи и обработки информации о физических полях океана. В сб. «Автоматизация научных исследований морей и океанов», Севастополь, изд. МГИ АН УССР, 1968, с. 7—19.

2. Новицкий П. В. Основы информационной теории измерительных устройств. Л., «Энергия», 1968, 248 с.

3. Милохин Н. Т. Частотные датчики систем автоконтроля и управления. М., «Энергия», 1968, 128 с.

4. Новицкий П. В., Кнорринг В. Г., Гутников В. С. Цифровые приборы с частотными датчиками. Л., «Энергия», 1970, 424 с.

ОЦЕНКА ВОЗМОЖНОСТЕЙ ПРИМЕНЕНИЯ МЕТОДА РАДИОКИП ДЛЯ ОКЕАНОЛОГИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ

В работе [1] показана целесообразность применения для аэрокартирования аномалий электропроводности морской воды в любых атмосферных условиях одного из геофизических методов — метода радиокомпарирования и пеленгации (радиокип). При этом отмечено, что теоретические исследования и рекомендации по применению метода радиокип в рудной геофизике не могут быть непосредственно использованы при океанологических наблюдениях в связи с различием в значениях электропроводности между горными породами и морской водой, различием в протяженности аномалий, а также в величине градиентов в зонах аномалий. Вследствие этого возникает задача исследования метода применительно к морским условиям с целью оценки возможностей и поиска оптимальных условий его применения.

Исследование вопросов применения электромагнитных методов в рудной геофизике в некоторых случаях выполняется с помощью специальных моделей [2]. Такая модель, имитирующая условия распространения электромагнитных волн над морской поверхностью с зонами аномалий электропроводности, была разработана применительно к океанологическим задачам.

Модель участка моря (рис. 1) представляла собой секционированный бассейн из винипласта 1. Отсеки бассейна отделялись друг от друга поролоновыми перегородками 2, затрудняющими перемешивание воды и выравнивание электропроводностей в отсеках. Одновременно вследствие диффузии через перегородку электропроводность менялась достаточно плавно, т. е. резко выраженный контакт отсутствовал, что являлось наиболее хорошим приближением к реальным условиям. Температура воды в отсеках контролировалась во время проведения опытов с помощью проволочных терморезисторов 3, включенных в мостовую схему регистратора 4 типа ЭМР-109ЭМ. Измерительная схема ЭМР-109ЭМ была модифицирована таким образом, чтобы регистрировать температуру в узком

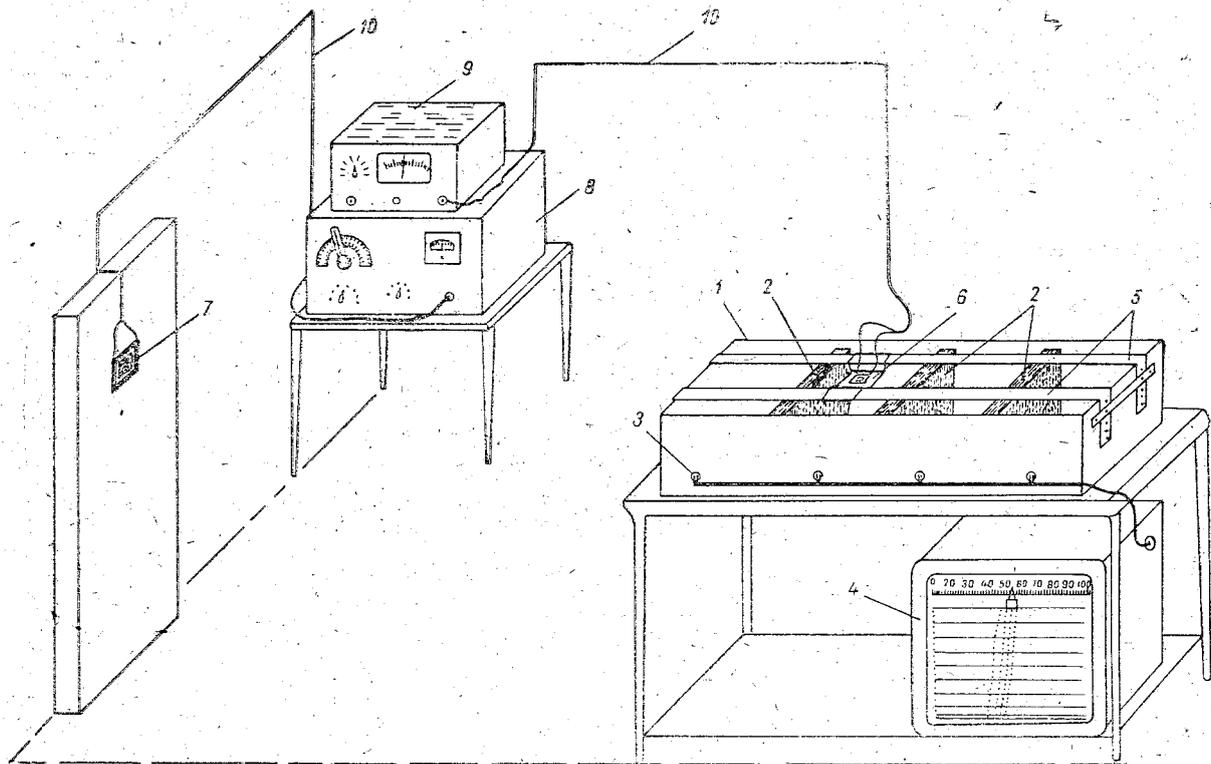


Рис. 1. Схема лабораторной модели.

диапазоне $+15 \div +25^\circ \text{C}$, растянутом на всю шкалу (исходная шкала регистратора $0 \div +100^\circ \text{C}$ при использовании серийных терморегистраторов).

Поперечно зонам контакта располагались плексигласовые стойки δ , по которым скользила измерительная тележка ϵ с приемным магнитным диполем. Высота стоек над поверхностью воды в бассейне могла изменяться.

Электромагнитное поле различных частот и напряженностей создавалось с помощью излучающего диполя ζ , расположенного на таком удалении от бассейна, чтобы имитировать нормальную зону. Здесь следует подчеркнуть, что при опытах применялась именно имитация нормальной зоны, поскольку истинно нормальная зона передатчика характеризуется неравенством $R \gg \lambda$, где R — расстояние от передатчика, λ — длина волны излучения [3]. Только в этом случае электромагнитная волна может считаться плоской и характеризоваться соответствующей ориентацией векторов. Имитация же нормальной зоны предполагала только пренебрежимо малую величину градиента напряженности поля над бассейном.

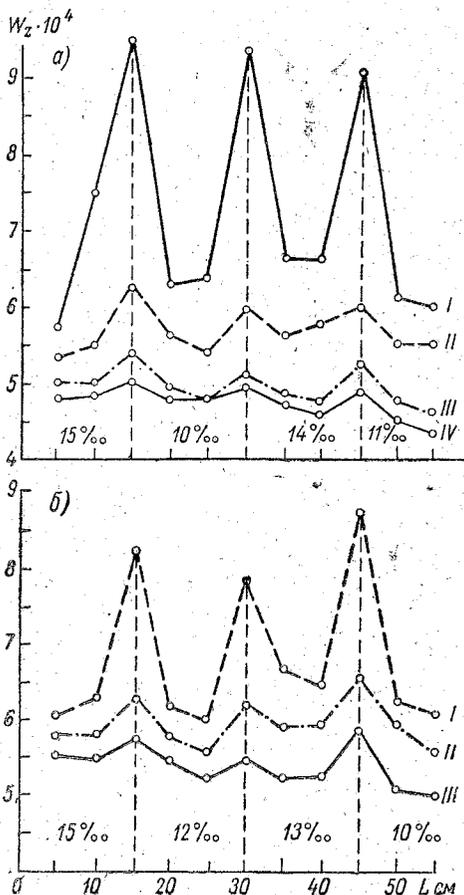
Напряжение на излучающий диполь подавалось от генератора θ и контролировалось милливольтметром η , с помощью которого измерялась также величина переменной э.д.с., индуцированной в приемном диполе.

Для снижения влияния промышленных помех провода связи и наиболее ответственные части модели экранировались, а излучающий и приемный диполи использовались только в резонансном включении, что предполагало достаточно высокую селективность всей системы.

В опытах использовались диполи различных типов в диапазоне магнитных моментов $3,7 \div 75,5 \cdot 10^{-3}$ а/см². Опыты проводились на различных частотах f , при различной ориентации вектора распространения поля относительно простирающихся зон контакта α и при различных высотах h приемного диполя над поверхностью бассейна. Соленость воды в отсеках и соответственно градиенты в зонах контакта устанавливались перед началом опытов. Температура воды сохранялась постоянной и контролировалась с помощью ЭМР-109ЭМ. Для анализа результатов использовалась относительная величина $W_z = \frac{H_z}{U_p} \cdot 10^4$, где H_z — напряжение, индуцированное в приемном диполе; U_p — напряжение на излучающем диполе. Величина аномалий оценивалась с помощью характеристики $\frac{\Delta W_z}{W_z} \cdot 10^2$ %.

Во всех опытах распределение величины W_z вдоль длины бассейна характеризовалось наличием всплесков над зонами контакта (рис. 2). Поскольку расположение диполя соответствовало условиям измерения вертикальной составляющей вектора магнитной си-

лы, то наличие всплесков согласуется с теоретической моделью [1] и вызвано изменением наклона вектора. Исходное наклонение вектора, обуславливающее ненулевое значение W_z при отсутствии



аномалий электропроводности, объясняется тем, что наблюдения проводились не в истинно нормальной зоне излучателя, а в имитированной, где волна не является плоской. Кроме того, следует иметь в виду, что на столь небольших расстояниях (5–20 мм) от полупроводящей поверхности должны появляться нарушения однородности под влиянием границы раздела вода — воздух [3].

В большинстве опытов наблюдалась характерная зависимость $\frac{\Delta W_z}{W_z} \times 10^2\%$ от величины перепада ΔS соленостей в от-

Рис. 2. Пример распределения величины W_z вдоль длины бассейна при различных распределениях $S\%$ (а и б) в отсеках $f_p=600$ кГц, $U_p=8,2$ В, $\alpha=0^\circ$, I — $h=5$ мм, II — $h=10$ мм, III — $h=15$ мм, IV — $h=20$ мм.

секах при постоянной температуре (рис. 3), что предполагает возможность не только индикации зон раздела, но и оценки величины термохалинного градиента в зоне.

С увеличением высоты приемного диполя над поверхностью бассейна вертикальная составляющая напряженности магнитного поля и величины аномалий экспоненциально уменьшаются. При этом в диапазоне больших соленостей высотные аномалии выражены резко (рис. 4). Максимальная чувствительность метода наблюдается при угле 45° между вектором распространения поля и простираемостью зоны раздела (рис. 5).

Проведенные опыты имели ряд недостатков. Основные из них следующие: а) в опытах измерялась только вертикальная состав-

ляющая вектора магнитной силы, между тем было бы целесообразно измерение всех составляющих обоих векторов, т. е. изучение полной структуры поля над бассейном; б) не были установлены достаточно четкие критерии подобия для модели и реального бассейна, что позволило получить только качественные характеристики и выполнить приближенную оценку оптимальных условий индикации. Тем не менее результаты опытов позволяют считать, что

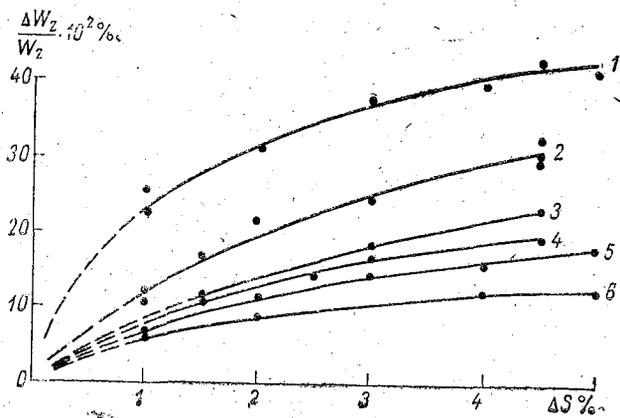


Рис. 3. Зависимость величины $\frac{\Delta W_z}{W_z} \cdot 10^2\%$ от перепада соленостей в отсеках при постоянной температуре и $h=5$ мм.

1, 2 — частоты 700 кГц и 300 кГц при $\alpha=0^\circ$;
3, 4 — частота 3500 кГц при α , равных 90° и 0° ;
5, 6 — частота 4500 кГц при α , равных 90° и 0° .

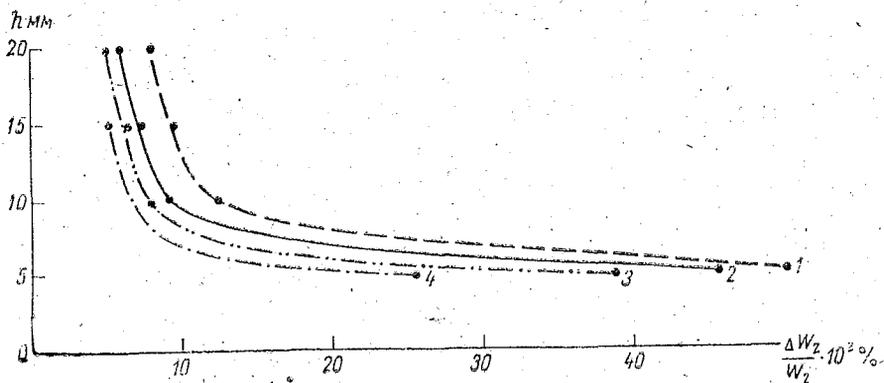


Рис. 4. Зависимость величины $\frac{\Delta W_z}{W_z} \cdot 10^2$ от высоты приемного диполя над поверхностью воды при $f_p=600$ кГц.

1, 2, 3, 4 — величины перепадов солености ΔS соответственно 5, 4, 3, $2^0/00$.

метод радиокип с успехом может быть использован для аэрокартирования зон горизонтальных аномалий температуры и солености морской воды с помощью сравнительно простой и компактной ап-

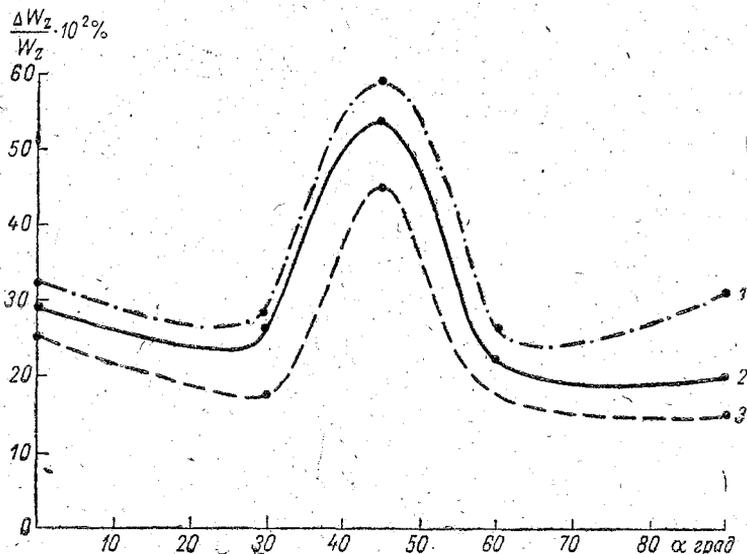


Рис. 5. Зависимость величины $\frac{\Delta W_z}{W_z} \cdot 10^2$ от угла между пространством зоны раздела и направлением вектора распространения поля при $f_p = 600$ кГц.

1, 2, 3 — величины перепадов солености ΔS соответственно 5, 2 и $1^0/_{\infty}$.

паратуры, позволяющей измерять в воздухе одну из составляющих вектора напряженности магнитного поля выбранной вещательной радиостанции [1]. Поскольку составляющие тесно взаимосвязаны, аномалии H_z всегда будут сопровождаться аномалиями H_x и H_y , причем у H_x будет наблюдаться максимум, а у H_y — минимум.

ЛИТЕРАТУРА

1. Степанюк И. А. Метод аэрокартирования аномалий электропроводности морской воды. Настоящий сборник, с. 17—24.
2. Тархов А. Г. Основы геофизической разведки методом радиокип. М., Госгеолтехиздат, 1961. 282 с.
3. Лавров В. М. Теория электромагнитного поля и основы распространения радиоволн. М., «Связь», 1964. 368 с.

И. А. АРБУЗОВ, В. В. КОВАЛЕНКО

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ГИДРОМЕТРИЧЕСКОЙ ТРУБКИ

Гидрометрическая трубка, изобретенная в 1732 г. французским математиком и гидромехаником Анри Пито, до настоящего времени не утратила своего значения для измерения местных скоростей течения жидкостей и газов при различных лабораторных и натуральных исследованиях. Малые размеры гидрометрической трубки вносят минимум искажений в скоростное поле измеряемого потока, а отсутствие движущихся, следовательно, изнашивающихся частей обеспечивает ей устойчивые тарировочные характеристики. Однако существующий в гидрометрии метод измерения скорости по перепаду уровней в статической и динамической (напорной) трубках является крайне несовершенным. Мало того, что он обладает малой точностью и большим порогом чувствительности, он исключает возможность какой-либо автоматизации процесса измерения и, в частности, регистрации процесса измерения. Последнее обстоятельство существенно затрудняет использование гидрометрической трубки при исследовании нестационарных процессов.

Использованию гидрометрической трубки для исследования нестационарных процессов препятствует также и недостаточная изученность ее динамических свойств. Несмотря на известную простоту ее устройства и более чем двухсотлетнее ее использование, исчерпывающей теории ее работы не имеется. Рассмотренные в статье [1] вопросы, связанные с работой трубки Пито, лишь условно могут быть отнесены к работе гидрометрической трубки.

Настоящая статья, посвященная исследованию динамических свойств гидрометрической трубки, ставит своей целью частично восполнить этот пробел.

Вывод дифференциальных уравнений гидрометрической трубки

Для вывода дифференциального уравнения гидрометрической трубки рассмотрим движение воды в левой и правой трубках, изображенных на рис. 1. Так как движение воды в трубках может быть

только ламинарным, то для левой трубки можно написать

$$p_1 - p_x - p_{п1} - \rho g h_1 = \rho l_1 \dot{h}_1 + \frac{32 \mu l_1}{d_1^2} \dot{h}_1, \quad (1)$$

где p_1 и p_x — давления, действующие на концах трубки; $p_{п1}$ — давление, создаваемое силами поверхностного натяжения; μ — вязкость воды в трубке; ρ — плотность воды в трубке; l_1 — длина трубки; d_1 — внутренний диаметр трубки; g — ускорение силы тяжести; h_1 — высота воды в трубке над уровнем свободной поверхности в потоке.

Уравнение движения воды в правой трубке может быть написано по аналогии

$$p_2 - p_x - p_{п2} - \rho g h_2 = \rho l_2 \dot{h}_2 + \frac{32 \mu l_2}{d_2^2} \dot{h}_2, \quad (2)$$

где h_2 — высота воды в правой трубке.

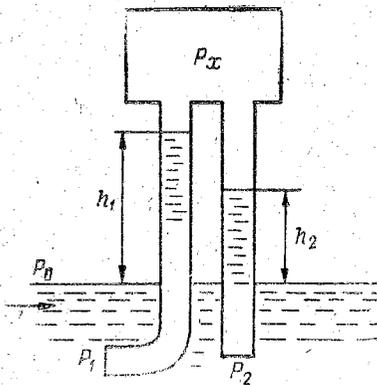


Рис. 1. Схема гидрометрической трубки в обычном исполнении.

Если плотности воды в трубке и потоке одинаковы, то давление p_1 складывается из атмосферного давления p_0 на поверхности воды водотока и динамического давления, связанного со скоростями потока u и воды в трубке \dot{h}_1 соотношением

$$p_1 = p_0 + \alpha \rho \frac{(u - \dot{h}_1)^2}{2} \text{sign} (u - \dot{h}_1),$$

где α — коэффициент, зависящий от размеров и конфигурации приемной части трубки, определяемый экспериментально; $\text{sign} (u - \dot{h}_1)$ — символ, определяющий знак перед $(u - \dot{h}_1)^2$, причем он равен «+», если $u - \dot{h}_1 > 0$, и равен «-», если $u - \dot{h}_1 < 0$.

Так как на правую трубку поток не действует, то давление p_2 равно

$$p_2 = p_0 - \alpha \rho \frac{\dot{h}_2^2}{2} \text{sign} \dot{h}_2.$$

Давление p_x над поверхностью воды в правой и левой трубках может быть найдено, если воспользоваться законом Бойля-Мариотта

$$\frac{p_x}{p_0} = \frac{V_0}{V_0 - S_1 h_1 - S_2 h_2} \quad (3)$$

где V_0 — объем внутренней полости гидрометрической трубки при $h_1 = 0$ и $h_2 = 0$; S_1 и S_2 — площади поперечных сечений в левой и правой трубках.

Уравнения (1), (2) и (3) образуют систему уравнений, определяющую динамические свойства гидрометрической трубки. Поскольку решение такой системы уравнений в общем виде невозможно, рассмотрим один частный, но весьма близкий к реальным условиям случай $l_1 = l_2 = l$; $d_1 = d_2 = d$ и $u > h_1$.

Вычитая из уравнения (1) уравнение (2) и вводя новую переменную $h = h_1 - h_2$, можно получить

$$\rho \frac{(u - \dot{h}_1)^2}{2} - \rho \frac{\dot{h}_2^2}{2} \operatorname{sign} \dot{h}_2 = \rho l \ddot{h} + \frac{32 \nu l}{d^2} \dot{h} + \rho g h. \quad (4)$$

Заметим, что величину h можно считать малой по сравнению с величиной l .

Пренебрегая квадратами скоростей \dot{h}_1 и \dot{h}_2 по сравнению с u^2 и $u\dot{h}_1$ и полагая $2h_1 = h$, уравнение (4) можно привести к виду

$$\rho l \ddot{h} + \left(\frac{32 \nu l}{d^2} + \frac{\rho}{2} u \right) \dot{h} + \rho g h = \frac{\rho}{2} u^2. \quad (5)$$

Уравнение (5) представляет собой приближенное дифференциальное уравнение гидрометрической трубки. Как видно из уравнения (5), она описывается дифференциальным уравнением второго порядка с переменными коэффициентами.

Решение дифференциального уравнения гидрометрической трубки при различных видах скорости потока

Рассмотрим решение уравнения (5) для установившегося движения скорости потока. В этом случае $\dot{h} = 0$ и $\ddot{h} = 0$, следовательно,

$$h_0 = \frac{\rho}{2g} u_0^2, \quad (6)$$

где h_0 и u_0 — установившиеся значения перепада h уровня в левой и правой трубках и скорости u потока воды.

Как видно из выражения (6), перепад уровней не зависит ни от длины l , ни от диаметра d трубок. Однако следует помнить, что это справедливо лишь при условии, что диаметры правой и левой трубок одинаковы. Практически это выполнить не всегда удастся, так как внутренний диаметр даже для одной и той же трубки может изменяться по длине. Кроме того, на величину поверхностного натяжения оказывает большое влияние чистота поверхностей воды и стенок трубки, что при работе трубки не всегда выполняется.

Рассмотрим реакцию (переходный процесс) гидрометрической трубки на ступенчатое входное воздействие

$$u = \begin{cases} u_0 & \text{при } t \geq 0, \\ 0 & \text{при } t < 0 \end{cases}$$

при нулевых начальных условиях ($h=0, \dot{h}=0$ при $t=0$).

Уравнение (5) при этих условиях представляет собой динамическое звено второго порядка, которое может быть записано в виде

$$T_1^2 \ddot{h} + T_2 \dot{h} + h = \frac{\alpha}{2g} u_0^2, \quad (7)$$

где T_1 и T_2 — постоянные времена, равные

$$T_1 = \sqrt{\frac{l}{g}}; \quad T_2 = \frac{32 \nu l}{g d^2} + \frac{\alpha}{2g} u_0. \quad (8)$$

Корни характеристического уравнения равны

$$\lambda_{1,2} = \frac{-T_2 \pm \sqrt{T_2^2 - 4 T_1^2}}{2 T_1^2}. \quad (9)$$

В зависимости от корней характеристического уравнения переходный процесс может быть либо аperiodическим, либо колебательным, однако наибольший интерес представляет не характер переходного процесса, а его продолжительность, т. е. время T_0 , при котором отклонение выходной величины от установившегося значения не превосходит заданной величины, например 1%.

В работе [2] показано, что если постоянные времена выбраны из условий

$$T_1 = \frac{T_0}{\sqrt{17,4}} \quad \text{и} \quad T_2 = \frac{6,9}{17,4} T_0, \quad (10)$$

то время T_0 является минимальным для достижения однопроцентного отклонения от установившегося значения.

Легко показать, что постоянные времена T_1 и T_2 , выбранные из условия (10), обеспечивают не только минимальный переходный процесс, но и оптимальное демпфирование свободных колебаний, что устраняет нежелательные резонансные явления при измерении периодических процессов.

Чтобы динамическая ошибка при измерении периодического процесса не превосходила 1%, необходимо, чтобы частота ω не превосходила величины, определяемой из условия

$$\omega \sqrt{T_2^2 + T_1^4} \omega^2 = 0,01. \quad (11)$$

Определим оптимальные величины параметров гидрометрической трубки для $u_0=1$ м/с, $l=1$ м и $\alpha=1$ и определим T_0 для $\Gamma\%$. Оценим также величины слагаемых в скобках перед h в уравнении (7) и вычислим величину ω для найденных параметров. Так как

$$T_1 = \sqrt{\frac{l}{g}}, \quad \text{то} \quad T_0 = \sqrt{17,4 \frac{l}{g}} = 1,3 \text{ с},$$

а

$$T_2 = \frac{6,9}{17,4} T_0 = 0,53 \text{ с}.$$

Отсюда

$$d = \sqrt{\frac{32 \nu l}{g \left(0,53 - \frac{\alpha}{2g} u_0 \right)}} = 2,61 \text{ мм};$$

$$\frac{32 \nu l}{g d^2} = 0,48 \text{ с}; \quad \frac{\alpha}{2g} u_0 = 0,051 \text{ с};$$

$$\omega \approx \frac{0,01}{T_2} = 0,019 \frac{1}{\text{с}}.$$

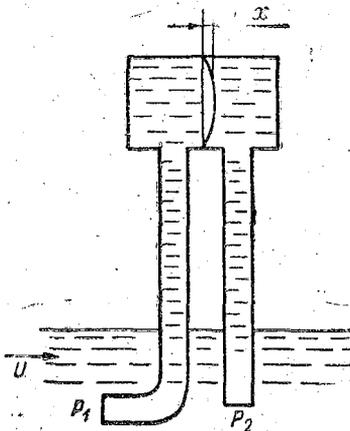
Эти расчеты показывают, что

1) параметры гидрометрической трубки, зависящие от скорости u_0 потока воды, могут быть выбраны оптимальными лишь для определенной скорости воды;

2) если скорость u потока воды изменяется, то вследствие изменения постоянной времени T_2 изменяется характер переходного процесса, поэтому

3) наличие пульсаций скорости может приводить к ошибке в измерении среднего значения скорости, как это имеет место у гидрометрической вертушки [3];

Рис. 2. Схема гидрометрической трубки с диафрагменным дифференциальным манометром.



4) поскольку влияние скорости потока невелико, ошибка в измерении средней скорости потока при наличии пульсации скорости должна быть много меньше, чем у вертушки;

5) время T_0 переходного процесса в гидрометрической трубке зависит от длины l трубки и при данной длине не может быть уменьшено.

Последнее обстоятельство является существенным недостатком обычных гидрометрических трубок, так как ограничивает возможность их использования при измерении переменных во времени скоростей.

Метрологические свойства гидрометрической трубки могут быть существенно улучшены, если она будет работать на диафрагменный дифференциальный манометр (рис. 2).

Дифференциальные уравнения гидрометрической трубки, работающей на диафрагменный дифференциальный манометр

При выводе дифференциальных уравнений гидрометрической трубки, работающей на диафрагменный дифференциальный манометр, будем считать, что прогиб x диафрагмы пропорционален приложенной силе F :

$$F = Wx, \quad (12)$$

где W — жесткость диафрагмы.

Движение воды в системе, изображенной на рис. 2, описывается уравнением

$$p_1 S_1 - p_2 S_2 - Wx = \rho l_1 S_1 \dot{h}_1 + M \ddot{x} + \rho l_2 S_2 \dot{h}_2 + \frac{32 \mu l_1 S_1}{d_1^2} \dot{h}_2 + \frac{32 \mu l_2 S_2}{d_2^2} \dot{h}_2, \quad (13)$$

где M — масса диафрагмы.

Воспользовавшись уравнением неразрывности

$$S_1 h_1 = S_{\text{экр}} x = S_2 h_2, \quad (14)$$

уравнение (13) можно привести к виду:

$$p_1 S_1 - p_2 S_2 = (\rho l_1 S_{\text{экр}} + M + \rho l_2 S_{\text{экр}}) \dot{x} + \left(\frac{32 \mu l_1 S_{\text{экр}}}{d_1^2} + \frac{32 \mu l_2 S_{\text{экр}}}{d_2^2} \right) x + Wx. \quad (15)$$

Так как

$$p_1 = \frac{\alpha \rho}{2} (u - h_1^2)^2 \operatorname{sign} (u - h_1) + p_0 = \frac{\alpha \rho}{2} \left(u - \frac{S_{\text{экр}}}{S_1} x \right)^2 \operatorname{sign} \left(u - \frac{S_{\text{экр}}}{S_1} x \right) + p_0, \quad (16)$$

а

$$p_2 = -\frac{\alpha\rho}{2} \dot{h}_2^2 \operatorname{sign} \dot{h}_2 + p_0 = -\frac{\alpha\rho}{2} \frac{S_{\text{ЭКВ}}^2}{S_2^2} x^2 \operatorname{sign} x + p_0, \quad (17)$$

то, пренебрегая квадратом скорости x по сравнению с u^2 и ux , можно получить

$$\begin{aligned} & (\rho l_1 S_{\text{ЭКВ}} + \rho l_2 S_{\text{ЭКВ}} + M) \ddot{x} + \left(\frac{32 \mu l_1 S_{\text{ЭКВ}}}{d_1^2} + \right. \\ & \left. + \frac{32 \mu l_2 S_{\text{ЭКВ}}}{d_2^2} + \alpha\rho u \right) \dot{x} + Wx = \frac{\alpha\rho}{2} u^2. \end{aligned} \quad (18)$$

Уравнение (18) представляет собой приближенное уравнение гидрометрической трубки с диафрагменным дифференциальным манометром. Для сравнения уравнения (18) с ранее полученным уравнением (5) можно положить: $S_1 = S_2 = S$ и $l_1 = l_2 = l$.

Анализ дифференциального уравнения гидрометрической трубки с дифференциальным диафрагменным манометром

Если разделить правую и левую части уравнения (18) на W , то оно сведется к уравнению вида (7)

$$T_1^2 \ddot{x} + T_2 \dot{x} + x = \frac{\alpha\rho}{2W} u^2, \quad (19)$$

где

$$T_1^2 = \frac{2\rho l S_{\text{ЭКВ}} + M}{W}; \quad T_2 = \frac{16 \mu l S_{\text{ЭКВ}}}{d^2 W} + \frac{\alpha\rho u}{W}.$$

Как видно из уравнения (19), постоянные времени T_1 и T_2 могут быть уменьшены за счет увеличения жесткости W диафрагмы. Уменьшение постоянных времени уменьшает время переходного процесса и, следовательно, повышает быстродействие гидрометрической трубки. Однако, как это и следовало ожидать [4], уменьшается чувствительность (отношение выходной величины к входной) измерительного устройства, равная

$$\frac{x}{u^2} = \frac{\alpha\rho}{2W}.$$

Чувствительность может быть повышена за счет повышения чувствительности других измерительных преобразователей, входящих в измерительную цепь прибора.

Большим преимуществом использования диафрагменного дифференциального манометра для измерения перепада давлений является полное отсутствие влияния поверхностного натяжения.

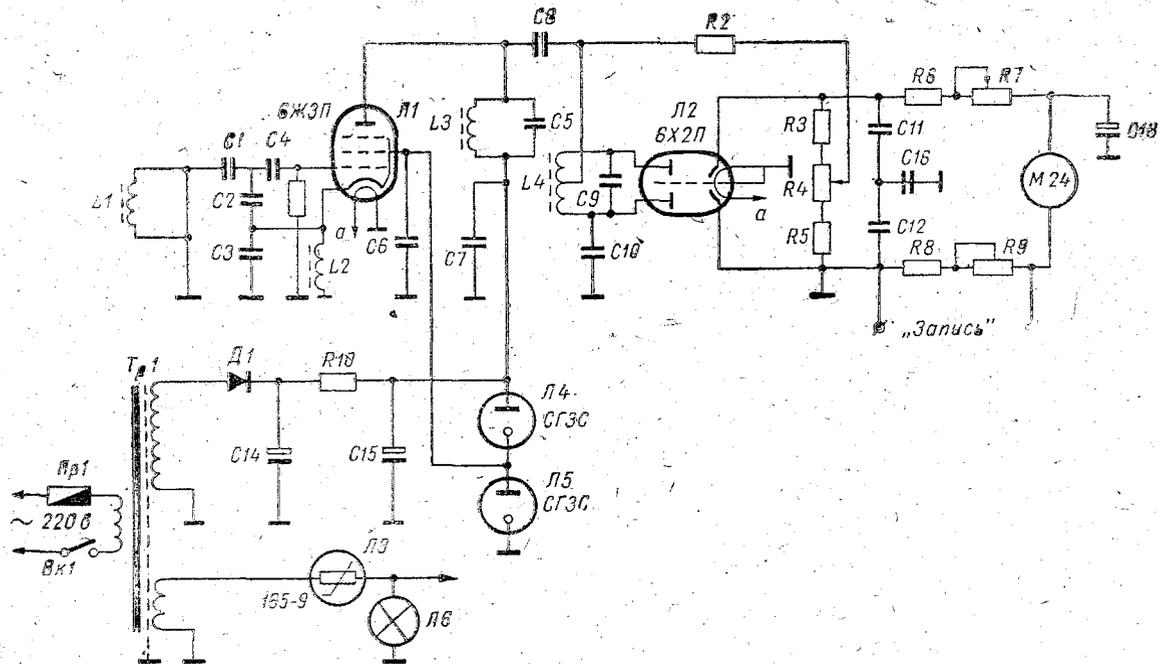


Рис. 3. Принципиальная схема электронного манометра для гидрометрической трубки.

Возможные схемы реализации дифференциальных манометров для гидрометрической трубки

Для измерения малых деформаций диафрагмы могут быть использованы различные измерительные преобразователи (тензометрические, емкостные, индуктивные или струнные) и использованы различные методы измерения (прямого, уравнивающего или частотного преобразования) [5].

На рис. 3 представлена принципиальная электрическая схема электронного дифференциального манометра для гидрометрической трубки, разработанная и изготовленная в Ленинградском гидрометеорологическом институте*.

Ферритовое кольцо, укрепленное в центре резиновой диафрагмы дифференциального манометра, является подвижным сердечником индуктивного преобразователя L_1 . Изменение индуктивности приводит к изменению частоты измерительного генератора, выполненного на лампе L_1 . Изменение частоты с помощью частотного детектора преобразуется в напряжение постоянного тока, измеряемое стрелочным прибором М-24. Падение напряжения на сопротивлениях R_8 и R_9 , включенных в цепь стрелочного прибора, используется для подключения самописца типа ЭПП-09 для непрерывной записи изменения скорости потока в нестационарном процессе.

Стабилизатор напряжения на лампах L_4 и L_5 применяется для питания цепей анода и экранной сетки лампы L_1 измерительного генератора, а стабилизатор тока на лампе L_3 — для стабилизации тока накала ламп L_1 и L_2 .

В свободном состоянии зазор между подвижным и неподвижным сердечниками индуктивного преобразователя выбирался минимальным, что обеспечивало максимальную чувствительность схемы. С увеличением скорости зазор увеличивался, и чувствительность падала. Это позволило линеаризовать квадратичную характеристику гидрометрической трубки в широком диапазоне изменения скорости течения воды, кроме начального ее участка.

Порог чувствительности по давлению составил 0,02 мм водного столба, а по скорости 0,02 м/с. Это по давлению в 25, а по скорости в 5 раз меньше, чем у обычной трубки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Horlock J. H., Danesligar H. Fluid oscillations in a pitot tube in unsteady flow. Journal of Mechanical Engineering Science, v. 15, 1-4, 1973, p. 1040—1047.
2. Бесекерский В. А., Востоков С. Б., Цейтлин Я. М. Электромеханические сглаживающие устройства. Л., «Судостроение», 1964, 146 с.
3. Арбузов И. А. Поведение гидрометрической вертушки в пульсирующем потоке. Тр. ЛГМИ, вып. 46, 1972, с. 94—103.
4. Новицкий П. В. Основы информационной теории измерительных устройств. Л., «Энергия», 1968, 248 с.
5. Туричин А. М. Электрические измерения неэлектрических величин. Л., «Энергия», 1966, 690 с.

* В изготовлении манометра принимал непосредственное участие дипломант выпуска 1972 г. А. В. Нилиц.

А. Л. БОНДАРЕНКО, В. С. БЫЧКОВ, Н. Е. СКИБКО, М. М. УСЕНКОВ

МЕТОД РАСЧЕТА НАГРУЗОК, ДЕЙСТВУЮЩИХ НА СУДА ПРИ ТЯГУНЕ

В настоящее время большинством исследователей принята гипотеза, согласно которой тягунные подвижки судов вызываются воздействием на них длиннопериодных волн. Это объясняется тем, что при тягуне в порту обязательно присутствуют длиннопериодные волны, в то время как другие предполагаемые явления-причины могут и не наблюдаться.

Согласно гипотезе Вильсона, вынуждающим воздействием является сила, сообщаемая судну орбитальными движениями частиц воды, создаваемых длиннопериодными волнами (сейшами) [1, 2]. Джустинг считает, что «движущей силой» является составляющая силы тяжести судна, возникающая вследствие наклона его на длиннопериодной волне [3]. Авторы этих гипотез составили уравнения движения пришвартованного судна и получили решения в общем виде. Однако они не дали количественной сравнительной оценки величин воздействий на судно, создаваемых указанными выше причинами. Поэтому, вероятно, не было отдано предпочтений ни одной из этих гипотез.

С целью обоснования справедливости одной из гипотез, Вильсона или Джустинга, рассмотрим последовательно вопрос о том, какие нагрузки испытывают суда при воздействии на них движений частиц в длиннопериодной волне и вследствие их наклона на этой волне.

Форма сейшевых колебаний и их частоты для портов с различными параметрами могут быть рассчитаны с помощью известных методов [4]. Средняя скорость течения \bar{v} по любому сечению бассейна

$$\bar{v} = \frac{d\Theta}{dt} \cdot S_i,$$

где $\frac{d\Theta}{dt}$ — скорость изменения объема воды на участке бассейна между сечением S_i и ближайшей к нему пучностью.

Так как колебания уровенной поверхности в любой i -й точке бассейна можно считать гармоническими по форме $\xi_i = \frac{h_i}{2} \sin \omega t$, то скорость изменения ординаты уровенной поверхности запишется

$$\frac{d\xi_i}{dt} = -\omega \frac{h_i}{2} \cos \omega t, \quad (1)$$

где h и ω — соответственно высота и круговая частота колебания уровня воды в фиксированной точке бассейна. Тогда

$$\frac{d\Theta}{dt} = \int_{S_0} \frac{d\xi}{dt} dS_0, \quad (2)$$

где S_0 — площадь бассейна, ограниченная сечением S_n , ближайшей к данному сечению пучностью и стенками бассейна.

Применительно к порту Туапсе скорости течений, рассчитанные с помощью приведенных выше соотношений при высотах длиннопериодных волн от 0,1 до 0,8 м, равны 0,03—0,30 м/с. Случаи появления в порту Туапсе длиннопериодных волн высотой 30 см и более очень редки. Поэтому будем считать, что скорости течений при длиннопериодных волнах не превышают 10—15 см/с.

Для расчета нагрузок на швартовые канаты авторы воспользовались известными соотношениями из справочного пособия [5], а также данными эксперимента, описанного в [6].

Нагрузки на судно в зависимости от скорости течения могут быть выражены следующим соотношением:

$$F_{тр} \cong \alpha v^n, \quad (3)$$

где α — коэффициент пропорциональности (постоянная величина), зависящий от коэффициента трения и параметров судна; v — скорость течения; n — показатель степени (приблизительно равный 2).

Из [5, 6] следует, что при скорости течения 0,15 м/с, направленной под углом, близким к нулю, нагрузки на швартовые канаты будут очень малы и равны 0,05—0,1 т; при боковых течениях они значительно больше: 2—8 т (для судов 20 000—133 000 т).

Если допустить, что длина судна меньше четверти длины длиннопериодной волны и горизонтальная ось судна всегда параллельна касательной ее профиля, то силу тяжести судна F_g можно разложить на составляющие: нормальную к горизонтальной оси судна F_N и параллельной ей F_h . Зная параметры длиннопериодной волны и вес судна, можно рассчитать силу, параллельную горизонтальной плоскости судна, из соотношения

$$F_h = F_g \sin \varphi, \quad (4)$$

где φ — угол наклона судна на волне. Принимаем, что профиль волны имеет форму

$$\xi_i = \frac{h}{2} \sin \frac{2\pi}{\lambda} S, \quad (5)$$

где λ — длина волны, S — горизонтальное расстояние. Тогда сила может быть вычислена с помощью уравнения

$$F_h = F_g \frac{\pi h}{\lambda} \cos \frac{2\pi}{\lambda} S. \quad (6)$$

В местах, где профиль волны имеет наибольшие наклоны, будут наблюдаться максимальные значения силы

$$F_{h \max} = F_g \frac{\pi h}{\lambda}. \quad (7)$$

Так, для порта Туапсе при высотах длиннопериодных волн 0,1—0,8 м суда водоизмещением 20 000 и 133 000 т будут испытывать нагрузки соответственно от 5 до 56 т и от 32 до 256 т.

Из изложенного следует, что нагрузки на суда вследствие составляющей их силы тяжести, параллельной плоскости судна, на один-два порядка больше, чем нагрузки, сообщаемые им движением орбитальных частиц в длиннопериодной волне.

Уравнение равновесия сил, действующих на ошвартованное судно, будет иметь вид

$$F_h - F_{\text{рш}} \pm F_{\text{тр}} = m \frac{du}{dt}, \quad (8)$$

где $F_{\text{рш}}$ — реакция швартовых канатов на вынуждающее воздействие; $F_{\text{тр}}$ — сила, возникающая вследствие трения судна о воду; u — скорость движения судна; m — масса судна с его присоединенной массой. Но

$$F_h = F_{h \max} \cdot \sin \omega t; \quad F_{\text{рш}} = \kappa Z^n; \quad F_{\text{тр}} = \frac{u-v}{|u-v|} \alpha | (u-v)^2 |, \quad (9)$$

где Z — перемещение судна относительно положения равновесия; κ и n — коэффициенты пропорциональности и показатель степени, зависящие от длины и упругих свойств швартовых, а также слабину швартовки. В частности, практика показывает, что n может принимать значения от 1 до 8. Знак $F_{\text{тр}}$ будет зависеть от знака разности $u-v$. Подставляя (9) в (8), получим

$$m \frac{d^2 Z}{dt^2} + \kappa \frac{Z}{|Z|} |Z^n| + \frac{\frac{dZ}{dt} - v}{\left| \frac{dZ}{dt} - v \right|} \alpha \left| \left(\frac{dZ}{dt} - v \right)^2 \right| = F_{h \max} \cdot \sin \omega t. \quad (10)$$

Так как воздействие, оказываемое на судно орбитальными движениями частиц воды αv^2 мало по сравнению с силой F_h , то его

можно приблизительно представить в виде Lv . Тогда уравнение (10) может быть записано следующим образом:

$$m \frac{d^2 Z}{dt^2} + L \frac{dZ}{dt} + \frac{Z}{|Z|} |\kappa Z^n| = F_{h \max} \cdot \sin \omega t - L v_0 \cos \omega t, \quad (11)$$

где v_0 — максимальное значение скорости потока (амплитуда скорости движения воды в сейше). В свою очередь, вынуждающую силу можно записать так:

$$F_{h \max} \cdot \sin \omega t - L v_0 \cos \omega t = A_0 \sin (\omega t - \varphi), \quad (12)$$

где $A_0 = \sqrt{F_{h \max}^2 + (Lv_0)^2}$; $\operatorname{tg} \varphi = -\frac{Lv_0}{F_{h \max}}$.

При $n=1$ уравнение (11) запишется

$$m \frac{d^2 Z}{dt^2} + L \frac{dZ}{dt} + \kappa Z = A_0 \sin \omega t \quad (13)$$

и для принятых условий, когда $\frac{L}{2m} < \sqrt{\frac{\kappa}{m}}$, решение его будет:

$$Z = Ae^{-\frac{L}{2m}t} \sin \left(\sqrt{\frac{\kappa}{m} - \frac{L^2}{4m^2}} t + \varphi \right) + B \sin (\omega t + \delta), \quad (14)$$

где

$$\delta = -\operatorname{arctg} \frac{Lm}{m \left(\frac{\kappa}{m} - \omega^2 \right)};$$

$$B = \frac{A_0}{m \sqrt{\left(\frac{\kappa}{m} - \omega^2 \right)^2 + \left(\frac{L\omega}{m} \right)^2}}.$$

Первый член правой части уравнения (14) характеризует собственные колебания системы судно—швартовые с частотой $\sqrt{\frac{\kappa}{m}}$, второй — вынужденные, с частотой ω . Для начальных условий $t=0$, $Z=0$, $\frac{dZ}{dt}=0$:

$$A = B \sqrt{\sin^2 \delta + \frac{(\sin \delta + \cos \delta)^2}{\frac{\kappa}{m} - \frac{L^2}{4m^2}}}.$$

Для $\frac{L}{2m} \ll \sqrt{\frac{\kappa}{m}}$:

$$A = \frac{A_0}{\sqrt{\kappa m \left(\frac{\kappa}{m} - \omega^2 \right)}}$$

При $\frac{L}{2m} = 0$ решение (14) будет

$$Z = - \frac{A_0 \omega}{\sqrt{\kappa m \left(\frac{\kappa}{m} - \omega^2 \right)}} \cdot \sin \left(\sqrt{\frac{\kappa}{m}} t + \varphi \right) + \frac{A_0}{m \left(\frac{\kappa}{m} - \omega^2 \right)} \cdot \sin (\omega t + \varphi). \quad (15)$$

Решение уравнения (15) аналогично решению уравнения упругих колебаний без сопротивления при наличии периодической возмущающей силы, т. е.

$$m \frac{d^2 Z}{dt^2} + \kappa Z = A_0 \sin \omega t. \quad (16)$$

Для непришвартованного судна или при швартовке со слабой, когда его перемещение не вызывает деформации швартовых канатов, уравнение (13) примет вид

$$m \frac{d^2 Z}{dt^2} + L \frac{dZ}{dt} = A_0 \sin \omega t \quad (17)$$

и решение его будет

$$Z = - \frac{A_0 \omega \left(e^{-\frac{L}{m} t} - 1 \right)}{L \left(\omega^2 - \frac{L^2}{m^2} \right)} - \frac{A_0 L}{\omega \left(\omega^2 m^2 - L^2 \right)} - \frac{A_0 \sqrt{1 - \left(\frac{L}{m \omega} \right)^2}}{m \left(\omega^2 + \frac{L^2}{m^2} \right)} \cdot \sin (\omega t + \delta), \quad (18)$$

где $\delta = \text{arctg} \frac{L}{m \omega}$. Если $\frac{L}{2m} \ll \sqrt{\frac{\kappa}{m}}$, то правая часть уравнения (18) запишется так:

$$\frac{A_0}{m \omega^2} \sin (\omega t + \varphi). \quad (19)$$

В соответствии с (19) судно совершает колебания около положения равновесия с амплитудой $\frac{A_0}{m\omega^2}$ и с частотой вынуждающих колебаний.

Наряду с гипотезами Вильсона и Джустинга представляет интерес также гипотеза Кейса и Марфи, которая явление тягуна объясняет как результат воздействия на пришвартованное судно обычных ветровых волн и зыби [7]. Авторы гипотезы не подтверждают своих выводов расчетами. Они пришли к данной мысли на основе анализа синхронных натурных измерений траекторий движения судов при тягуне и параметров течения в порту. Рассмотрим вопрос об этом механизме возникновения тягуна в соответствии с приведенными выше выводами. Из уравнения (15) следует, что судно будет совершать колебания с частотой вынуждающей силы ω (ветровых волн) и частотой собственных колебаний системы судно — швартовые $\sqrt{\frac{\kappa}{m}}$. При этом амплитуды собственных A и вынужденных колебаний B связаны соотношением $\frac{A}{B} = \omega \sqrt{\frac{\kappa}{m}}$.

Известно, что при воздействии на пришвартованное судно водозмещением около 20 000 т ветровых волн высотой 0,5—0,7 м и периодом около 10 с оно может совершать вынужденные горизонтальные колебания с амплитудой 0,10—0,30 м и периодом приблизительно 10 с. В соответствии с изложенным выше при $\kappa=10$ т/м собственные колебания судна будут происходить с амплитудой 0,9—2,6 м и периодом 90 с. Нагрузка на швартовые составит 9—26 т.

Приведенные выше результаты решений уравнения (11), отвечающие линейной упругой системе судно — швартовые при гармоническом по форме вынуждающем воздействии, не могут достаточно полно и правильно отражать поведение судна в реальных условиях, так как в действительности вынуждающее воздействие носит более сложный нерегулярный квазистационарный характер и показатель n может быть ≥ 1 . С целью исследования этого вопроса авторами настоящей работы с помощью ЭВМ «БЭСМ-6» численным методом Рунге-Кутты были получены около 70 решений (11) для следующих условий: масса судна 20 000 т, n равно 1, 2, 4, 8; κ изменяется от 0,2 до 21,6; вынуждающее воздействие задается в виде $A_0 \sin \omega t$ или стационарного нерегулярного сигнала. В зависимости от формы, частоты и амплитуды вынуждающего воздействия были рассмотрены следующие четыре варианта решений уравнения (11).

Вариант 1. $A = A_0 \sin \omega t$, где $A_0 = 14$ т, ω принимает значения 0,01; 0,04; 0,06; 0,08; 0,10; 0,12; 0,20 рад/с. При этом в (11) задавались значения n , равные 1, 2, 4, 8, для которых κ соответственно были приняты 5,4; 2,7; 1,4; 0,2.

Для приведенных значений A_0 , ω , κ , n были получены решения в виде функций $Z = Z(t)$, $A = A(t)$, по которым были построены

графики амплитуд собственных и вынужденных колебаний для $n=1$ (рис. 1а), графики максимальных значений отклонения судна от положения его равновесия Z_m и нагрузок на швартовые канаты A_m в функции частоты процесса $Z_m=Z_m(\omega)$, $A_m=A_m(\omega)$ для n , равном 2 и 4 (рис. 1б, в). Для $n=8$ мы не приводим графика, так как

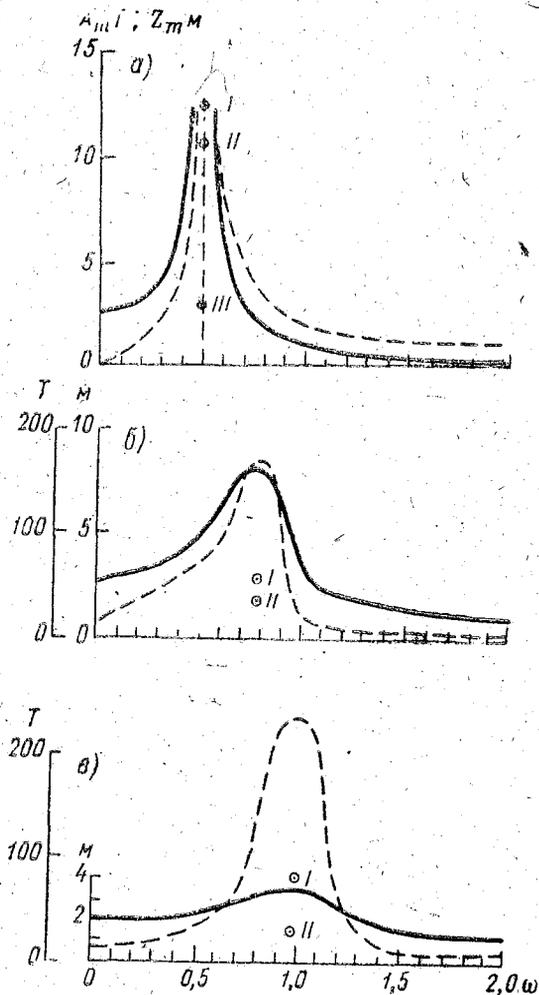


Рис. 1. Графики максимальных значений отклонения судна от положения его равновесия Z_m и нагрузок на швартовые канаты A_m .

а) $n=1$, I ($\kappa=5,4$, $F_m=67,5$ т); II ($\kappa=10,8$, $F_m=67,5$ т), III ($\kappa=21,6$, $F_m=60$ т); б) $n=2$, I ($\kappa=2,7$, $F_m=28,5$ т), II ($\kappa=10,8$, $F_m=85$ т), III ($\kappa=43$, $F_m=130$ т); в) $n=4$, I ($\kappa=1,4$, $F_m=355$ т), II ($\kappa=22,4$, $F_m=105$ т).

Пунктирной линией выделены собственные колебания.

он имеет сложную форму. В данном варианте из приведенных результатов решений следует, что судно может перемещаться в радиусе до 8 м, а швартовые испытывать нагрузки приблизительно до 300—400 т. Причем для систем швартовки с большими значениями n нагрузки больше, чем для малых n .

Вариант II. Рассмотрим случай, когда вынуждающее воздействие $A=A(t)$ в уравнении (11) вместо $A_0 \sin \omega t$ задается в виде нерегулярного процесса, близкого к реальному. Такое воздействие было получено по данным хода уровня, создаваемого длиннопериодными колебаниями $\eta=\eta(t)$, простым преобразованием вида $A=a\eta$. Для этого использовались записи колебаний уровня моря в порту Туапсе. Здесь a — постоянная величина. Были выполнены расчеты для случаев: $n=1$, k равно 5,4, 10,8 и 21,6; $n=2$, k равно 2,7, 10,8 и 43,2; $n=4$, k равно 1,4 и 22,4; $n=8$, k равно 0,2 и 50.

При решении уравнения (11) частотный состав функции $A(t)$ изменялся таким образом, чтобы максимум ее энергии приходился на резонансные пики кривых $A_m=A_m(\omega)$, т. е. для n , равных 1, 2, 4, 8 соответственно на частотах 0,052; 0,08; 0,10; 0,12 рад/с. Это осуществлялось за счет изменения шага квантования Δt реализации $\eta=\eta(t)$. При этом для определения пика максимума энергии реализации $\eta(t)$ был вычислен ее энергетический спектр. Данные вычислений максимальных значений отклонений судна от положения равновесия нанесены на графики $Z_m=Z_m(\omega)$, $A_m=A_m(\omega)$ в виде кружочков, обозначенных цифрами I, II, III (рис. 1а, б, в). В скобках указаны значения k и нагрузок на швартовые канаты. Если допустить, что во время тягуна судно перемещается приблизительно в радиусе 1,5—3,0 м, то нагрузки на швартовые канаты для значений n , равных 1, 2, 4, 8, приблизительно будут: 60, 100; 150, 300 т. Нагрузки вполне достаточные, чтобы разорвать швартовые канаты. Для уменьшения нагрузок на швартовые канаты, возникающих под воздействием длиннопериодных волн, следует использовать более жесткую систему швартовки с линейными характеристиками: например туго выбранные нейлоновые швартовые канаты.

Вариант III. Вынуждающее воздействие задавалось в виде $A=A_0 \sin \omega t$. Принимались значения $\omega=0,628$, $\omega=0,786$, что соответствует частотам зыби, нередко наблюдаемым при тягуне в портах, и $A_0=120$ т.и n , равных 1, 2, 4, 8, для которых соответственно k равны 5,4; 2,7; 1,4; 0,2.

Для принятых значений A_0 , ω , n , k были получены функции $Z=Z(t)$, $A=A(t)$, на которых четко прослеживаются «вынужденные» колебания с частотами, близкими к частотам вынуждающей силы ω , равным 0,628 и 0,786, и амплитудой приблизительно 0,10 м, и «собственные» колебания. Для $n=1$ частота собственного колебания приблизительно равна 0,052 рад/с. На рис. 2а, б приведены образцы функции $A=A(t)$ для $\omega=0,628$, $n=1,2$. «Собственные» колебания выделены пунктирной линией.

Для n , равных 1, 2, 4, 8, и ω , равных 0,628 и 0,786, по данным функций $A=A(t)$ и $Z=Z(t)$ были построены графики максимальных функций $Z_m=Z_m(n)$; $A_m=A_m(n)$, из которых следует, что возможны перемещения судна в радиусе до 2 м и нагрузки на швар-

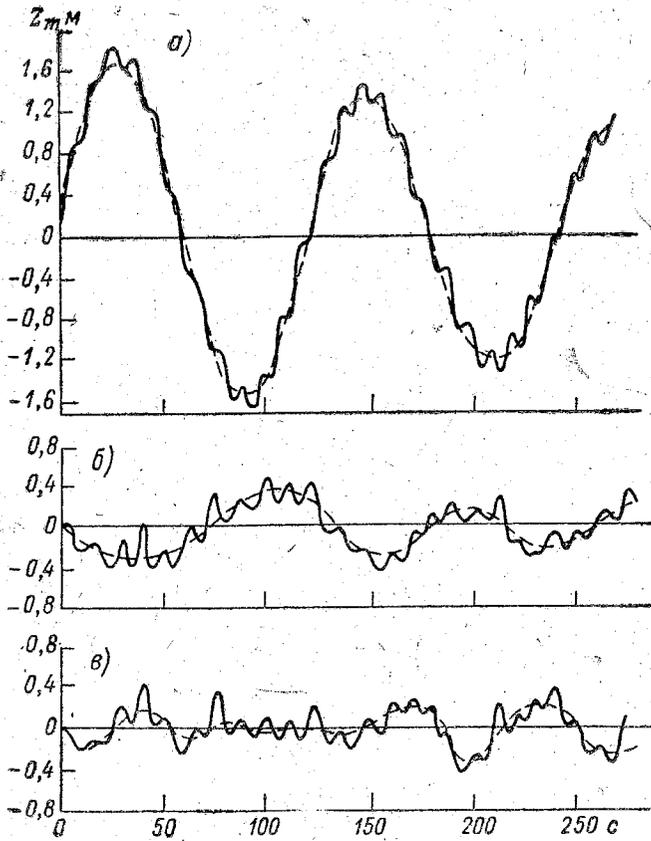


Рис. 2. Функции $Z = Z(t)$. а) для $\omega = 0,628$, $n = 1$, $\kappa = 5,4$; б) для $\omega = 0,628$, $n = 2$, $\kappa = 5,4$; в) для $\omega = 0,628$, $n = 1$, $\kappa = 21,6$. Пунктирной линией выделены собственные колебания.

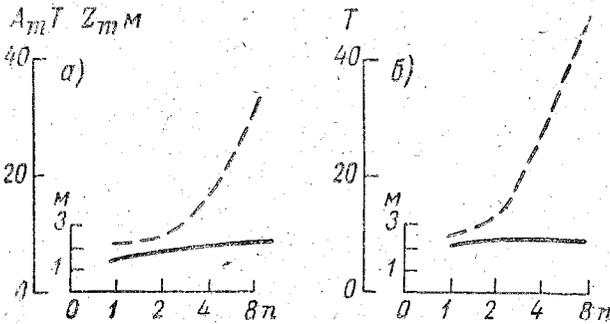


Рис. 3. Графики максимальных значений.
 а) $Z_m = Z_m(n)$ (сплошная линия) и $A_m = A_m(n)$ (пунктирная линия) для $\omega = 0,628$; б) $Z_m = Z_m(n)$ (сплошная линия) и $A_m = A_m(n)$ (пунктирная линия) для $\omega = 0,786$.

товые до 56 т (рис. 3а, б). Причем с увеличением n нагрузки растут. Таким образом, можно сделать вывод, что воздействие на судно гармонического по форме сигнала с параметрами, эквивалентными воздействию зыби, в порту может вызвать существенные подвижки судов и создать большие нагрузки на швартовые канаты.

Вариант IV. Рассмотрим вопрос о том, как изменится поведение судна, если вынуждающее воздействие задать в виде нерегулярного процесса, подобного воздействию зыби в порту. Для этого методом, аналогичным изложенному в варианте II, по данным записи зыби в одном из портов была получена функция $A=A(t)$, максимум энергии которой приходился на частоты 0,628—0,786, величина воздействия при средних величинах волн была равна 90 т, а при максимальных — 180 т. При этом были получены решения для случаев: $n=1$, k равно 5,4 и 21,6; $n=2$, k равно 2,7, 8,0 и 32; $n=4$, k равно 1,4 и 32; $n=8$, k равно 0,2 и 512.

Из результатов вычислений следует, что амплитуда суммарных колебаний в этих случаях существенно меньше, чем для синусоидального воздействия, и не превышает 1,2 м, а амплитуда собственных колебаний — не более 1 м. Причем нагрузки на швартовые канаты даже при наиболее «благоприятных» условиях не превышают 15 т (для $n=1$, $k=21,6$ — вариант нетипичный для практики швартовки), но в основном они — не более 5—8 т. Отмечена закономерность, что с увеличением значения n нагрузки на швартовые канаты уменьшаются. Из изложенного следует, что для уменьшения нагрузок на швартовые канаты при воздействии на судно зыби необходимо использовать нежесткие системы швартовки.

Рекомендации по выбору более репрезентативной системы швартовки судна при длиннопериодных колебаниях и при короткопериодном волнении противоречат друг другу. Однако обычно длиннопериодные колебания портовых акваторий сопровождаются наличием ветровых волн или зыби в портах. Это приводит к необходимости выбора типа швартовки судна с учетом параметров всех вынуждающих сил и характеристик системы судно — швартовые отдельно для каждого конкретного случая. Характеристики вынуждающих воздействий можно получить на основе натурных измерений волнения в месте стоянки судов. Основное внимание должно быть уделено измерению параметров долгопериодных волн и наклонен водной поверхности. В настоящее время отсутствует серийно выпускаемая аппаратура, которую можно было бы использовать при таких исследованиях, что тормозит дальнейшую работу в этом направлении. Информация о длиннопериодных волнах может быть получена также методом регистрации суммарных колебаний уровня, например, с помощью поверхностных волнографов, с последующим выделением длиннопериодных волн. Но этот метод не позволяет непосредственно проследить за развитием процесса длиннопериодного волнения, что снижает его ценность.

ВЫВОДЫ

Тягун — это горизонтальные движения пришвартованных судов, которые могут быть вызваны длиннопериодными колебаниями в портах, причем основной «движущей силой» являются нагрузки, возникающие вследствие наклона водной поверхности. Аналогичные движения могут быть вызваны крупной регулярной зыбью, по форме близкой к синусоиде. Однако можно допустить, что такие движения «маломощны». Тягун в порту можно ослабить за счет выбора более репрезентативной системы швартовки судна с учетом характеристик волнения в месте стоянки.

Дальнейшее исследование механизма возникновения опасных подвижек судна тормозится отсутствием высокоточной аппаратуры для регистрации длиннопериодных колебаний и измерений наклонов водной поверхности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Wilson B. W. Ship Response to Range Action in Harbor Basins. Proc. ASCE, vol. 7, Separate, No. 41, November 1950.
2. Wilson B. W. The Threshold of Surge Damage for Moored Ships. Proc. Inst. Civil Eng., vol. 38, 1967.
3. Joosting W. C. G. Investigation into Long Period Waves in Ports. Sect. H. Common I. XIX-th Congr. Intern. Assoc. of Nav. Congr. London, 1957.
4. Ламб Г. Гидродинамика. М. — Л., Гостехиздат, 1947, 928 с.
5. Войткунский Я. И., Першиц Р. Я., Титов И. А. Справочник по теории корабля. Ходкость и управляемость. Л., Судпромгиз, 1960, 688 с.
6. Wrangala Port Construction Project. Sub-Report on Technical Design Data of Coal Loading Pier, Prepare for International Engineering Consultants Association by Japan Port Consultants, LTD, Tokyo, Japan, June, 1970.
7. Keith James M.; Murphy Emmett J. Harbor Study for San Nicolas Bay, Peru J. Waterways and Harbors Div. Proc. Amer. Soc. Civ. Eng., vol. 96, No. 2, 1970.

ПРОПУСКНАЯ СПОСОБНОСТЬ ГИДРОАКУСТИЧЕСКОГО КАНАЛА СВЯЗИ ДЛЯ СЛУЧАЯ ОДНОРОДНОЙ СРЕДЫ

Информационные характеристики гидроакустического канала связи (ГАКС) определяются совокупностью свойств, важнейшими из которых являются его пропускная способность, надежность передачи, достоверность потока информации и др.

В настоящей работе исследуется основной выходной параметр ГАКС — пропускная способность с целью определения возможности использования ГАКС для передачи телеметрической информации и пределов его применения.

Аналізу подвергается модель гидроакустического канала, который, из-за своей кажущейся простоты, не рассматривался исследователями, работающими в этой области [1—6]. По крайней мере, насколько известно, этот вопрос в периодической печати не обсуждался, за исключением [6]. Для исследуемой модели принято, что скорость передачи сообщений снижена настолько, что полоса частот сигнала не превышает величину $1/\tau_L$, обратную величине задерживания импульса. Кроме того, длительность передаваемого сообщения считается настолько малой, что за время сеанса связи передаточная функция канала существенно не изменяется. В этом случае параметры канала можно считать постоянными и независимыми от частоты. Такую же модель исследует и Роулендс, однако полученные им результаты базируются на допущениях, неприемлемых для гидроакустического канала (например, величина полосы пропускания не ограничивается реальными параметрами акустических антенн).

Для исследуемой модели применен метод анализа, позволяющий дать количественную оценку вклада как отдельных факторов, так и их взаимодействия и получить математическую модель системы в виде полинома заданной степени [7]. Судя по априорным данным, такая попытка предпринята впервые и в случае удачи может быть перенесена на каналы более сложной структуры: частотно-дисперсные, время-избирательные, частотно-избирательные, время-дисперсные и частотно-избирательные.

Исследование модели канала предложенного типа необходимо, так как существует неограниченный объем задач, который может быть решен с ее помощью (например, в буйковой глубоководной системе сбора данных).

Известно [8], что пропускная способность канала есть функция полосы пропускания Δf и отношения сигнал/помеха на входе приемного устройства S/N , а именно

$$C = \Delta f \cdot \log(1 + S/N). \quad (1)$$

Однако отношение сигнал/помеха само является функцией отклика ряда переменных, влияние которых выступает неявно и затрудняет оценку неизвестных параметров. Так, сигнал есть функция акустической мощности передатчика, рабочей частоты канала, протяженности траектории звукового луча, потерь при распространении; величина помехи определяется принятой моделью помехи, рабочей частотой канала, полосой пропускания приемного тракта канала. В связи с этим уравнение (1) полезно представить в виде

$$E = \varphi [X_1, X_2, X_3, X_4, \Theta], \quad (2)$$

где E — выходной параметр системы (пропускная способность); $X_1 \div X_4$ — регулируемые факторы: X_1 — рабочая частота, X_2 — полоса пропускания, X_3 — акустическая мощность передатчика, X_4 — дальность действия системы связи; Θ — неизвестные параметры. Таким образом, задача сводится к исследованию системы связи в четырехмерном факторном пространстве и составлению интерполяционной модели [7], описываемой полиномом вида

$$E = A_0 + A_1 X_1 + \dots + A_{1n} X_1 X_n + \dots + A_{1\dots n} X_1 \dots X_n. \quad (3)$$

Построение интерполяционной модели системы гидроакустической связи проведено при следующих допущениях: 1) рабочая среда однородна; такие помехи, как реверберационная, многолучевой прием, рассеяние, не учитываются; 2) принятая модель шумов фиксирована на уровне, соответствующем кривой Кнудсена для волнения шесть баллов; 3) в исследуемой модели учитывается частотно-зависимое поглощение звука в морской среде; 4) акустическая антенна считается ненаправленной и защиты от шумов не предполагается; 5) шум среды и система связи считаются ненаправленными.

Система исследовалась в факторном пространстве, ограниченном координатами: по X_1 — 5 и 40 кГц, по X_2 — 100 и 3000 Гц, по X_3 — 1 и 10 Вт, по X_4 — 1 и 10 км.

Реализация линейного плана представила ряд точек, в котором выходной параметр E изменяется в широких пределах от нескольких сот до почти 20 000 бит/сек. Количественная модель ГАКС описывается системой полиномов первой степени для смежных областей поверхности отклика.

Рассмотрим, например, локальную область поверхности отклика, ограниченную координатами: по оси X_1 — 20 и 25 кГц, по оси

X_2 — 1000 и 3000 Гц, по оси X_3 — 5 и 10 Вт, по оси X_4 — 1 и 3 км. Количественная модель системы в указанных пределах описывается полиномом

$$E = 8407 + 3677X_2 + 1207X_3 - 2693X_4 + 554X_2X_3 - 1357X_2X_4. \quad (4)$$

Как видно из выражения (4), наибольшую нагрузку в увеличении E несет фактор X_2 — полоса пропускания. За ним в порядке убывания идут X_4 , взаимодействие X_2X_4 и фактор X_3 . Наличие двух значимых взаимодействий X_2X_3 и X_2X_4 говорит о наличии некоторой кривизны поверхности отклика. Влияние фактора X_1 — рабочей частоты — в исследуемых пределах незначимо.

Основным показателем эффективности факторов, введенных в планирование, служит величина выходного параметра E , соответствующая данному набору уровней основных факторов (табл. 1).

Таблица 1

№	Фактор	E	№	Фактор	E	№	Фактор	E
1	1	6808	6	ac	5385	11	bd	6884
2	a	17782	7	bc	5530	12	abd	5888
3	b	18234	8	abc	13983	13	cd	4103
4	ab	2918	9	d	14400	14	acd	10212
5	c	2559	10	ad	6444	15	bcd	3900
						16	$abcd$	9250

Для оценки эффективности может также служить величина приращения функции отклика ΔE , получающаяся при изменении уровня фактора, влияние которого в данный момент исследуется. Рассмотрение данных табл. 1 показывает, что на расстоянии 1 км при увеличении значения фактора X_1 с нижнего уровня (—) до верхнего (+) и при варьировании остальными факторами на запланированных уровнях приращение функции отклика ΔE изменяется в пределах от 123 до 440. Среднее приращение функции ΔE для указанных условий составляет +281. Для дистанции 3 км указанная величина ΔE составляет —514, т. е. знак меняется на обратный, что указывает на существование некоторого оптимума по частоте.

Подобное же увеличение фактора X_2 с (—) до (+) дает существенно большее приращение ΔE , область изменения которой при варьировании остальных факторов на запланированных уровнях колеблется от +6458 до +8222; среднее приращение функции отклика $\Delta E = 2719$, т. е. с увеличением расстояния эффективность фактора X_2 существенно падает.

Варьирование фактора X_3 для тех же условий дает среднее приращение функции $\Delta E = 1503$ для дистанции 1 км и несколько меньшее приращение для дистанции 3 км — 1021. Таким образом, увеличение дистанции в указанных пределах незначительно уменьшает эффективность фактора X_3 — значительно меньше, чем это наблюдается в предыдущем случае.

Исследование полученной модели показывает, что при полосе пропускания $\Delta f = 100$ Гц пропускная способность не превышает $600 \div 800$ бит/сек независимо от частоты в пределах диапазона $10 \div 40$ кГц и мощности в пределах $1 \div 10$ Вт. Следовательно, при необходимости достигнуть большей пропускной способности указанная полоса пропускания не может быть использована. Однако когда не требуется передача большого объема информации, например при управлении экспериментом, полоса пропускания порядка 100 Гц и менее представляет ряд существенных преимуществ, как с точки зрения минимизации акустической мощности, так и повышения надежности передачи.

По мере увеличения значения X_2 , а также X_3 , пропускная способность канала возрастает и при некоторых условиях достигает оптимума. Так, при исследовании поверхности отклика в диапазоне частот $5 \div 40$ кГц, мощности $1 \div 10$ Вт, дальности передачи 1 км и при полосе пропускания, например, 3000 Гц видно, что при увеличении частоты от 5 кГц пропускная способность канала растет и при частоте 25 кГц достигает максимума. Рассмотрение тех же зависимостей для дистанции 3 км показывает, что пропускная способность существенно падает, а область оптимума смещается до частот $14 \div 15$ кГц. При увеличении дальности передачи до 5 и 10 км мы наблюдаем проявление тех же зависимостей: поверхность отклика становится существенно нелинейной, пропускная способность канала падает, а область оптимума еще более смещается до частот 10 и 7 кГц соответственно.

Таким образом, из рассмотрения приведенных данных следует, что выбор оптимальной частоты определяется только дальностью передачи и не зависит от полосы пропускания и мощности источника. Эта зависимость с достаточной для практики точностью может быть описана выражением

$$X_1 = 25 - 2,08 X_4 + 5 \sin \left(\frac{3\pi}{4} + \frac{\pi}{6} X_4 \right). \quad (5)$$

Для большей наглядности было осуществлено сечение поверхности отклика горизонтальными плоскостями на фиксированных уровнях значений E и на основании полученных данных построены контурные линии равных пропускных способностей канала для полосы пропускания $\Delta f = 3000$ Гц и дальности передачи 1, 3, 5 и 10 км. Графики рис. 1 дают возможность выбора оптимальных условий в смысле достижения максимальной пропускной способности при минимальной мощности. Например, на графике рис. 1а видно, что

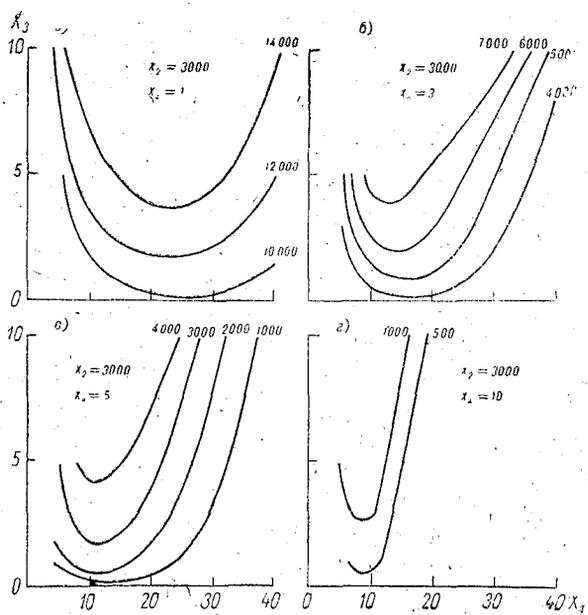


Рис. 1.

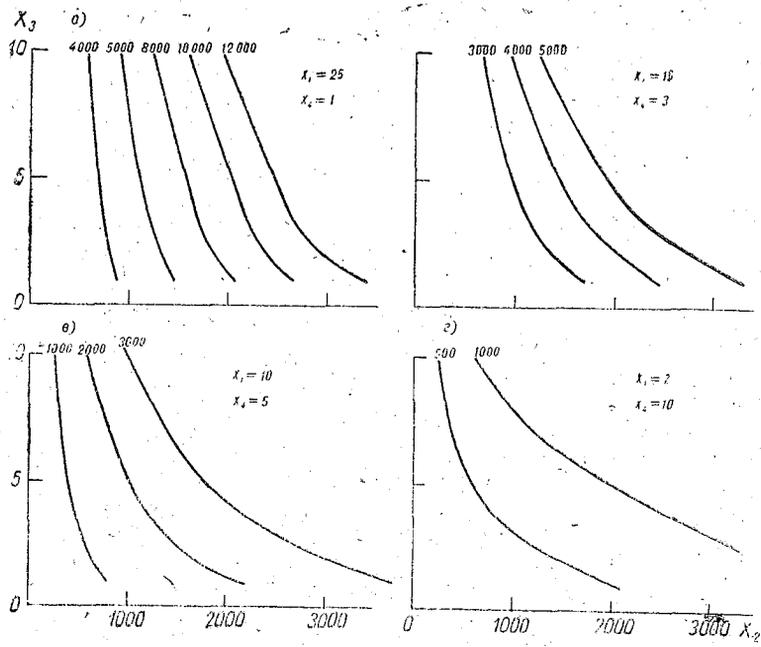


Рис. 2.

на дистанции 1 км передача большого объема информации возможна практически на всех частотах исследуемого диапазона, однако минимальная мощность достигается только на частоте 25 кГц. С увеличением дальности передачи пропускная способность значительно уменьшается, а область возможных используемых частот заметно сужается. Так, на дистанции 10 км область возможных частот составляет всего 6—15 кГц, а минимальной мощности соответствует частота 8 кГц.

Графики рис. 2 показывают, в каких пределах следует выбирать полосу пропускания ГАКС для достижения заданной пропускной способности канала.

Выполненное исследование системы ГАКС позволило сделать следующие выводы:

1. Системы гидроакустической телеметрии могут быть использованы для передачи сравнительно большого количества информации в пределах, достаточных для задач океанологической телеметрии.

2. При передаче информации на небольшие расстояния (до одного километра) может быть использован диапазон рабочих частот 5—40 кГц, оптимальной области при этом будет соответствовать частота 25 кГц.

3. С увеличением дальности передачи диапазон возможных частот сужается, а область оптимума смещается в область низких частот.

4. Выбор оптимальной частоты определяется только дальностью передачи и не зависит от полосы пропускания и мощности источника сигнала.

ЛИТЕРАТУРА

1. Berktau H. O., Gazey B. K. Communications Aspects of Underwater Telemetry. «The Radio and Electronic Engineer», 1967, № 5, 82—89.

2. Hummels D. R. The capacity of a model for the underwater acoustic channel IEEE Trans. Sonic and Ultrasonic., 1972, 19, № 3.

3. Kelly R. An expended characterization of the information capacity of a short range underwater communications channel. Proc. of the Univ. G. Washington, 1970.

4. Le Blanc L. R. Channel capacity of the underwater acoustic data link. «Proc. Nat. Telemeter. Conf.» San Francisco, Calif. 1967, 262—265.

5. Tufts D. W. Data transmission for underwater sea acoustic channel. IEEE International Conf. Commun. Philadelphia, Pa, 1968, Conf. Rec., vol. 4, 1968, 652—658.

6. Rowlands R. O., Quinn F. G. Transmission rate limits in underwater acoustic telemetry. «Underwater Acoustic», vol. 2, N. Y. Plenum Press, 1967, 393—408.

7. Хикс Ч. Основные принципы планирования эксперимента. М., «Мир», 1967, 400 с.

8. Shannon C. E. Communication in the Presence of Noise. Proc. of the IRE, vol. XXXVII, 1949, № 1.

ИССЛЕДОВАНИЕ СИСТЕМЫ ЗВУКОПОДВОДНОЙ СВЯЗИ НА МОДЕЛИ

Развитие физических методов исследования гидросферы земли ставит на повестку дня ряд важных задач. Одной из них является разработка систем звукоподводной связи для гидронавтов. К сожалению, данный вопрос относится к задачам с чрезвычайно скудной априорной информацией [1—4]. В частности, ни в одной из известных нам работ не проводится анализ технических возможностей подобных систем. Отсутствие необходимой информации потребовало проведения специального исследования, в связи с чем на кафедре методов океанологических исследований ЛГМИ проведена работа, включающая три этапа. На первом этапе осуществлялось теоретическое исследование, в результате которого получена информационная модель системы. На втором этапе была разработана аппаратура звукоподводной связи, предусматривающая возможность варьирования основных факторов на заданных уровнях. На третьем этапе предполагается спланировать и реализовать эксперимент в натуральных условиях.

Общей целью работы на первом этапе являлось исследование поверхности отклика и получение информации в локальных областях поверхности отклика системы. При этом потребовалось решение трех частных задач:

- 1) определение условий для достижения заданной дальности действия аппаратуры связи при минимальной акустической мощности источника сигнала;
- 2) определение условий для достижения, в исследуемых пределах, максимальной дальности действия системы;
- 3) определение областей рабочих частот канала связи для спланирования и реализации эксперимента в натуральных условиях.

Основные энергетические параметры системы звукоподводной связи определяются выражением

$$P_c = \left[\frac{P_a \cdot \kappa \cdot \rho c \cdot 10^7 \cdot 10^{-0,1\beta r}}{4\pi r^2 10^{10}} \right]^{0,5}, \quad (1)$$

из которого следует

$$E = \varphi [X_1, X_2, X_3, X_4], \quad (2)$$

где E — искомая дальность действия; X_1 — частота канала связи; X_2 — акустическая мощность передатчика, X_3 — полоса пропускания канала связи; X_4 — отношение сигнал/помеха.

В данном случае мы имеем дело с многомерной факторной системой, где искомым параметром E является функцией ряда независимых переменных. На основании априорных данных были выбраны пределы варьирования факторов, определяемые следующими соображениями.

Средняя величина потребляемой мощности не должна превышать 10 Вт. Тогда при допустимых величинах скважности (отношении времени приема ко времени передачи) и электроакустического к. п. д. преобразователя верхний предел акустической мощности передатчика может быть ограничен величиной 10 ÷ 15 Вт. Нижний предел выбран произвольно на уровне 1 Вт.

Полоса пропускания канала связи определяется требуемым качеством передачи речи. Теоретическими и экспериментальными исследованиями установлено, что хорошая разборчивость и достаточная натуральность воспроизведения спектра речи обеспечиваются при передаче полосы частот примерно от 300 до 3000 ÷ 3400 Гц. При исследовании системы звукопроводной связи могут быть приняты два значения полосы пропускания. При широкополосном приеме и передаче полоса пропускания должна быть не менее 6000 ÷ 6800 Гц, при осуществлении системы связи с одной боковой полосой полоса пропускания уменьшается вдвое. Таким образом, пределы варьирования фактора X_3 могут быть выбраны на уровнях 3000 и 6800 Гц.

Частота канала связи определяется выражением (1). Исследованию подвергался диапазон частот 5 ÷ 40 кГц.

Акустическое давление сигнала в точке приема можно определить, исходя из вероятности правильного приема сигнала и величины акустического давления, создаваемого помехой на рабочей частоте канала связи в принятой полосе пропускания. При анализе системы учитывались помехи, создаваемые динамическими шумами при волнении до шести баллов, при этом отношение сигнал/помеха выбиралось равным 2,5 и 5.

В соответствии с этими исходными данными были составлены информационные матрицы, в которых все независимые переменные варьировались на заданных уровнях, а именно:

X_1 — на уровнях 5 и 10, 20 и 30, 40 и 50 кГц;

X_2 — на уровнях 1 и 3, 5 и 10 Вт;

X_3 — на уровнях 3000 и 6800 Гц;

X_4 — на уровнях 2,5 и 5.

После реализации матриц и определения неизвестных параметров были получены уравнения регрессии, адекватно описывающие

основные зависимости. Так, например, в табл. 1 приведена матрица планирования факторного эксперимента и результат ее реализации для диапазона частот 10—20 кГц, акустических мощностей $3 \div 10$ Вт, полос пропускания $3000 \div 6800$ Гц и отношения сигнал/помеха $2,5 \div 5$.

Уравнение регрессии для приведенной локальной области поверхности отклика имеет вид

$$E = 2,58 + 0,44 X_2 - 0,3 X_3 - 0,54 X_4. \quad (3)$$

Сопоставление матричных данных позволило построить семейства характеристик, дающих достаточно полное представление об

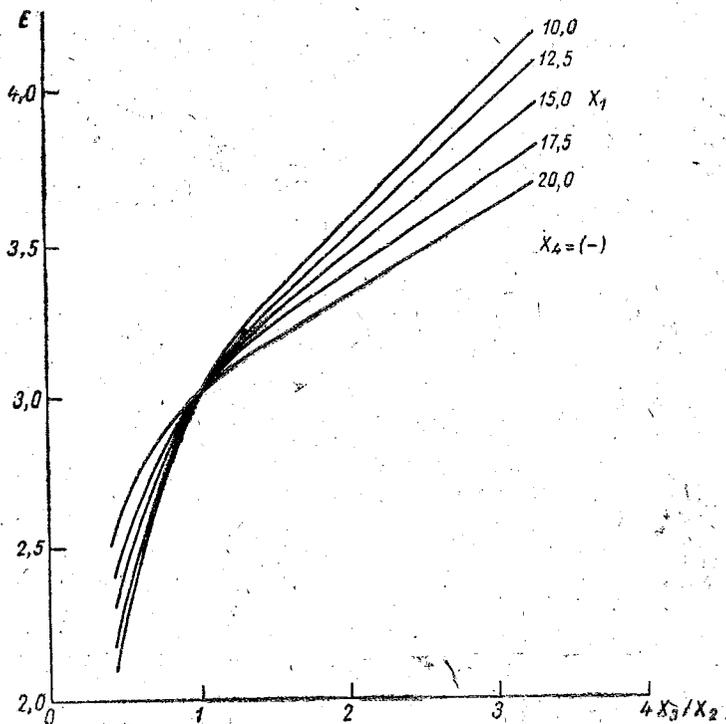


Рис. 1. Энергетические характеристики системы связи в диапазоне частот 10—20 кГц.

энергетических свойствах системы. На графике рис. 1 приведено одно из семейств, соответствующее матрице для $X_4 = (-)$.

Анализ данных табл. 1 и уравнений регрессий для смежных областей показывает, что поверхность отклика существенно нелинейна и для ее описания требуется полином второго, а может быть и более высшего порядка. Для удобства анализа было осуществлено двумерное сечение поверхности отклика [6] и по полученным дан-

Таблица 1

№	Фактор	E	№	Фактор	E
1	1	3,0	9	d	1,7
2	a	3,0	10	ad	2,0
3	b	4,2	11	bd	2,7
4	ab	3,7	12	abd	2,8
5	c	2,1	13	cd	1,2
6	ac	2,5	14	acd	1,6
7	bc	3,3	15	bcd	2,0
8	abc	3,2	16	$abcd$	2,3

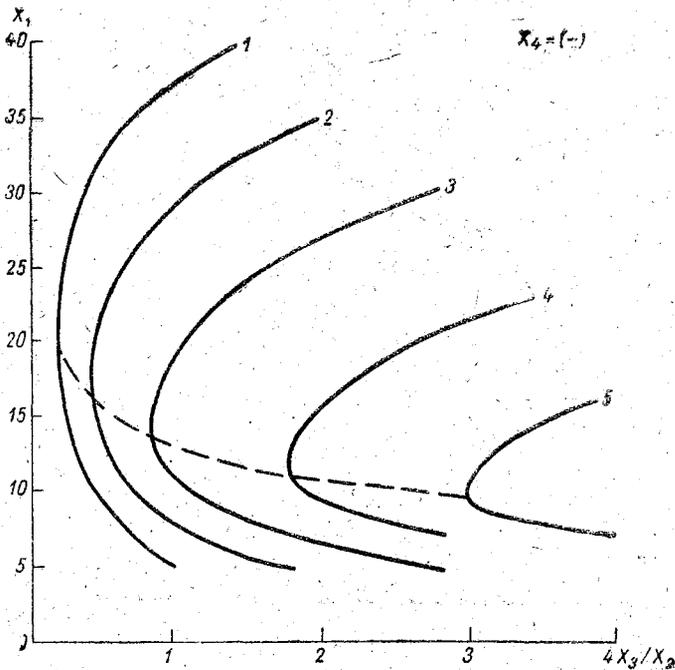


Рис. 2. Кривые равных дальностей.

1— $E_{зад}$; 2— $1,25 E_{зад}$; 3— $1,5 E_{зад}$; 4— $1,75 E_{зад}$; 5— $2 E_{зад}$

ным построены контурные линии равных дальностей E (рис. 2). Для определенности дальность $E_{зад}$ была принята равной 2 км. Из графика видно, что заданная дальность достигается в широком диапазоне частот — от 5 до 40 кГц, при этом минимальная мощность отвечает рабочей частоте 20 кГц. При X_3 , равном 3000 Гц,

заданная дальность может быть получена при мощности порядка одного ватта. С увеличением дальности действия системы до $2E_{\text{зад}}$ уровень рабочих частот смещается в меньшую сторону, их диапазон существенно сужается, а потребная мощность возрастает. Так, дальность три километра достигается в более узком диапазоне (5 ÷ 30 кГц), а частота, которой отвечает минимальная мощность порядка 3 Вт, смещается в область 14 ÷ 15 кГц. Максимальная дальность четыре километра достигается, в исследуемых пределах и для принятой модели помех, только лишь в узком (5 ÷ 15 кГц) диапазоне частот и при этом минимальная мощность отвечает частоте 10 кГц.

Смещение рабочих частот, как функция дальности действия $E_{\text{зад}}$ и X_2/X_3 с достаточной степенью точности описывается зависимостью

$$X_1 = \frac{82}{(6,1 - E)} \exp \left[-0,53 \frac{X_2}{X_3} \right]. \quad (4)$$

Полученная математическая модель изучаемой системы позволила сделать несколько важных выводов.

1. Для достижения относительно небольших дальностей действия системы (например, до 2 км) может быть использован значительный диапазон рабочих частот (по крайней мере, 5 ÷ 40 кГц) при сравнительно равномерном уровне акустических мощностей.

2. С увеличением заданной дальности действия $E_{\text{зад}}$ системы связи возрастают требования к точности в выборе основных энергетических параметров системы: X_1 и X_2 . Диапазон возможных рабочих частот сужается. Выход за пределы допустимого диапазона частот приводит к значительному росту потребной мощности.

Из полученной модели следует, что для спланирования эксперимента в натуральных условиях в наибольшей степени подходят следующие области рабочих частот и их нулевые уровни:

Пределы варьирования

8—12 кГц

12—18 кГц

16—24 кГц

Нулевые уровни

10 кГц

15 кГц

20 кГц

В соответствии с результатами данного исследования сконструирована аппаратура, позволяющая реализовать эксперимент в натуральных условиях в указанных выше диапазонах рабочих частот.

ЛИТЕРАТУРА

1. Making voices from the depths sound deeper. EDN. Electron. Engr's Design. Mag., 1967, 12, № 6, 51.
 2. Painter Daniel W., II. Deep sea vehicle telemetry. «Proc. Nat. Telemeter. Conf. San-Francisko, Calif., 1967». New York, N. Y. Lewis Winer.
 3. Schumann I. An improved underwater earphone. IASA, 1971, 50, № 5, Pt. 1, 1217—1222.
 4. Webb U. I., Webb I. R. An underwater audio communication. IEEE Trans. on Audio and Electroacoust. 1966, 14, № 3, 127—135.
 5. Федоров В. В. Теория оптимального эксперимента. М., «Наука», 1971. 312 с.
 6. Хикс Ч. Основные принципы планирования эксперимента. М., «Мир», 1967. 400 с.
-

ОБ ОДНОМ СПОСОБЕ АНАЛИТИЧЕСКОГО РАСЧЕТА ТРАЕКТОРИИ ЗВУКОВЫХ ЛУЧЕЙ В СЛОИСТО-НЕОДНОРОДНОЙ ГИДРОЛОГИЧЕСКОЙ СРЕДЕ

В практике гидролого-акустических расчетов для слоисто-неоднородной среды, как правило, применяется графический способ построения звуковых лучей. Естественно, что графическое построение лучевой картины имеет свои положительные стороны, позволяя наглядно демонстрировать условия распространения звука в конкретной гидрологической обстановке, но вместе с тем обладает и рядом отрицательных моментов. К ним, в первую очередь, могут быть отнесены трудоемкость и громоздкость расчетов, а также недостаточная точность получаемых результатов, вполне, впрочем, естественная при графических построениях.

В связи с этим представляется целесообразным попытаться найти аналитическое решение задачи о построении траектории звуковых лучей в слоисто-неоднородной гидрологической среде. Такую задачу можно решить, если удастся найти удовлетворительный способ сведения многослойной, реальной модели водной среды к эквивалентной однослойной.

Рассматриваемую задачу можно сформулировать более подробно следующим образом.

Пусть в реальном море вертикальное распределение скорости звука описывается кусочно-линейным профилем, т. е. имеется n горизонтальных слоев, в каждом из которых вертикальный градиент скорости звука G_{c_j} постоянен. Излучатель находится у поверхности моря ($z=0$), приемник звуковых колебаний находится на глубине z :

$$z = \sum_{j=1}^n \Delta z_j,$$

где Δz_j — толщины отдельных слоев. Звуковой луч выходит из излучателя под углом α_0 к горизонту. Искомой величиной является горизонтальное расстояние R от излучателя до той точки, где звуковой луч, вышедший из излучателя под углом α_0 , достигнет уровня z .

Хорошо известно [1], что при постоянном градиенте скорости звука, когда вертикальный профиль скорости звука описывается линейной зависимостью $c = c_0(1 - az)$, где c_0 — значение скорости звука на уровне излучателя, а $a = \frac{\tilde{G}_c}{c_0}$; траектория луча определяется выражением

$$R = \frac{1}{a} \left(\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \alpha_0 - (az - 1)^2} - \operatorname{tg} \alpha_0 \right). \quad (1)$$

Выражение (1) может быть легко преобразовано в

$$R = \frac{1}{a} \left(\sqrt{\operatorname{tg}^2 \alpha_0 + 2az - a^2 z^2} - \operatorname{tg} \alpha_0 \right), \quad (1a)$$

которое является для наших целей более удобным.

В случае линейно-ломаного профиля скорости звука траектория луча описывается формулой

$$R = \sum_{j=1}^n \Delta r_j = \sum_{j=1}^n \frac{1}{a_j} \left(\sqrt{\operatorname{tg}^2 \alpha_0 + 2 \sum_1^j a_k \Delta z_k - \sum_1^j a_k^2 \Delta z_k^2} - \sqrt{\operatorname{tg}^2 \alpha_0 + 2 \sum_1^{j-1} a_k \Delta z_k - \sum_1^{j-1} a_k^2 \Delta z_k^2} \right), \quad (2)$$

где a_j (α_k) — относительные (по отношению к c_0) градиенты скорости звука в отдельных слоях; Δz_j (Δz_k) — толщины слоев воды, в каждом из которых $a_j = \operatorname{const}$.

Будем понимать под эквивалентной однослойной моделью водной среды такое фиктивное ее состояние, характеризующееся постоянством вертикального градиента скорости звука во всем рассматриваемом, интересующем нас слое толщиной $z = \sum_1^n \Delta z_j$, при котором

расстояние \tilde{R} , вычисленное с использованием этой эквивалентной модели, будет равно расстоянию R , рассчитанному по реальному, линейно-ломаному профилю скорости звука. Такое определение однослойной эквивалентной модели морской среды с необходимостью предполагает существование фиктивного, постоянного во всей рассматриваемой толще воды вертикального градиента скорости звука, который назовем эквивалентным градиентом и будем

обозначать \tilde{G}_c (соответственно $\frac{\tilde{G}_c}{c_0} = \tilde{a}$). Тогда наша задача о све-

дении реальной многослойной среды к эквивалентной однослойной модели может быть записана следующим образом:

$$\begin{aligned}
 & \frac{1}{\tilde{a}} \left(\sqrt{\operatorname{tg}^2 \alpha_0 + 2 \tilde{a} z - \tilde{a}^2 z^2} - \operatorname{tg} \alpha_0 \right) = \\
 & = \sum_{j=1}^n \frac{1}{a_j} \left(\sqrt{\operatorname{tg}^2 \alpha_0 + 2 \sum_1^j a_{\kappa} \Delta z_{\kappa} - \sum_1^j a_{\kappa}^2 \Delta z_{\kappa}^2} - \right. \\
 & \quad \left. - \sqrt{\operatorname{tg}^2 \alpha_0 + 2 \sum_1^{j-1} a_{\kappa} \Delta z_{\kappa} - \sum_1^{j-1} a_{\kappa}^2 \Delta z_{\kappa}^2} \right), \quad (3)
 \end{aligned}$$

где $a_{\kappa} = \frac{(G_c)_{\kappa}}{c_0}$.

Задача будет решена, если найдем способ однозначного определения эквивалентного градиента скорости звука в зависимости только от реального вертикального ее профиля. Рассмотрение выражения (3) показывает, что \tilde{a} может быть точно определен только в тривиальном случае, когда $\alpha_0 = 0$. Однако этот случай с практической точки зрения мало интересен, так как позволяет лишь определять геометрическую дальность действия гидроакустических средств, и к тому же лежит за пределами области применимости геометрической оптики. Более важным является решение, когда применение лучевой трактовки дает удовлетворительные результаты, т. е. когда

$$x_0 \gg \left(\frac{a\lambda}{2\pi} \right)^{1/3}, \quad (4)$$

где λ — длина акустической волны.

Для дальнейшего решения задачи произведем некоторые упрощения выражения (3). Рассматривая подкоренные выражения, можно заметить, что последние их члены во много раз меньше, чем сумма первых двух. Поэтому отбросим члены $\tilde{a}^2 z^2$, $\sum_1^j a_{\kappa}^2 \Delta z_{\kappa}^2$ и $\sum_1^{j-1} a_{\kappa}^2 \Delta z_{\kappa}^2$ и будем оперировать с упрощенным видом выражения (3)

$$\begin{aligned}
 & \frac{1}{\tilde{a}} \left(\sqrt{\operatorname{tg}^2 \alpha_0 + 2 \tilde{a} z - \operatorname{tg} \alpha_0} \right) = \\
 & = \sum_{j=1}^n \frac{1}{a_j} \left(\sqrt{\operatorname{tg}^2 \alpha_0 + 2 \sum_1^j a_{\kappa} \Delta z_{\kappa}} - \right. \\
 & \quad \left. - \sqrt{\operatorname{tg}^2 \alpha_0 + 2 \sum_1^{j-1} a_{\kappa} \Delta z_{\kappa}} \right). \quad (5)
 \end{aligned}$$

Оценим обоснованность такого упрощения. Для этого определим погрешность, которая может образоваться из-за использования выражения (5) вместо уравнения (3). Обозначим:

$$\left. \begin{aligned}
 \tilde{R} &= \frac{1}{\tilde{a}} \left(\sqrt{\operatorname{tg}^2 \alpha_0 + 2\tilde{a}z - \tilde{a}^2 z^2} - \operatorname{tg} \alpha_0 \right); \\
 \tilde{R}_1 &= \frac{1}{\tilde{a}} \left(\sqrt{\operatorname{tg}^2 \alpha_0 + 2\tilde{a}z} - \operatorname{tg} \alpha_0 \right); \\
 R &= \sum_{j=1}^n \frac{1}{a_j} \left(\sqrt{\operatorname{tg}^2 \alpha_0 + 2 \sum_1^j a_k \Delta z_k - \sum_1^j a_k^2 \Delta z_k^2} - \right. \\
 &\quad \left. - \sqrt{\operatorname{tg}^2 \alpha_0 + 2 \sum_1^{j-1} a_k \Delta z_k - \sum_1^{j-1} a_k^2 \Delta z_k^2} \right); \\
 R_1 &= \sum_{j=1}^n \frac{1}{a_j} \left(\sqrt{\operatorname{tg}^2 \alpha_0 + 2 \sum_1^j a_k \Delta z_k} - \right. \\
 &\quad \left. - \sqrt{\operatorname{tg}^2 \alpha_0 + 2 \sum_1^{j-1} a_k \Delta z_k} \right).
 \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

По условию $\tilde{R} \equiv R$. Обозначим через δ относительную ошибку

$$\frac{R_1 - \tilde{R}_1}{R_1} = \delta = 1 - \frac{\tilde{R}_1}{R_1},$$

или

$$\frac{\tilde{R}_1}{R_1} = 1 - \delta. \quad (7)$$

Разделим числитель и знаменатель левой части (7) на одну и ту же величину

$$\frac{\tilde{R}_1}{\tilde{R}}; \frac{R_1}{R} = 1 - \delta. \quad (8)$$

Оценим величину $\frac{\tilde{R}_1}{\tilde{R}}$. Для этого, не нарушая общности результатов, положим $\alpha_0 = 0$. Тогда

$$\frac{\tilde{R}_1}{\tilde{R}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\tilde{a}z}{2}}}. \quad (9)$$

Для оценки $\frac{R_1}{R}$ разобьем R на m равных частей, так что

$$R = m \cdot \Delta r; \quad \Delta r = \text{const.}$$

Тогда, обозначив $\sqrt{2 \sum_1^j a_k \Delta z_k - \sum_1^j a_k^2 \Delta z_k^2}$ через $\text{tg } \alpha_j$, и

$\sqrt{2 \sum_1^{j-1} a_k \Delta z_k - \sum_1^{j-1} a_k^2 \Delta z_k^2}$ через $\text{tg } \alpha_{j-1}$, будем иметь

$$R = \sum_{j=1}^m \Delta r_j = m \cdot \Delta r = m \frac{\text{tg } \alpha_j - \text{tg } \alpha_{j-1}}{a_j}.$$

Поскольку $\Delta r = \text{const}$, то

$$\frac{\text{tg } \alpha_j - \text{tg } \alpha_{j-1}}{a_j} = \frac{\text{tg } \alpha_{j-1} - \text{tg } \alpha_{j-2}}{a_{j-1}} = \frac{\text{tg } \alpha_m - \text{tg } \alpha_0}{\sum_1^m a_j} \quad (10)$$

Учитывая, что мы приняли $\alpha_0 = 0$, то

$$R = m \frac{\text{tg } \alpha_m}{\sum_1^m a_j} = m \frac{\sqrt{2 \sum_1^m a_j \Delta z_j - \sum_1^m a_j^2 \Delta z_j^2}}{\sum_1^m a_j} \quad (11)$$

Поступая аналогичным образом, получим

$$R_i = m \frac{\sqrt{2 \sum_1^m a_j \Delta z_j}}{\sum_1^m a_j} \quad (12)$$

Отношение $\frac{R_1}{R}$ тогда будет

$$\frac{R_1}{R} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\sum_1^m a_j^2 \Delta z_j^2}{2 \sum_1^m a_j \Delta z_j}}} \quad (13)$$

Подставив (9) и (13) в (8), имеем

$$1 - \delta = \frac{\sqrt{1 - \frac{\sum_1^m a_j^2 \Delta z_j^2}{2 \sum_1^m a_j \Delta z_j}}}{\sqrt{1 - \frac{\tilde{a} z}{2}}} \quad (14)$$

Так как

$$\frac{\sum_1^m a_j^2 \Delta z_j^2}{2 \sum_1^m a_j \Delta z_j} \ll 1 \quad \text{и} \quad \frac{\tilde{a} z}{2} \ll 1,$$

а

$$\frac{\sum_1^m a_j^2 \Delta z_j^2}{2 \sum_1^m a_j \Delta z_j} = \frac{\sum_1^m \Delta c_j^2}{2 c_0 \Delta c}$$

(где $\Delta c = c_0 - c_z$ и $-\Delta c_j = c_{j-1} - c_j$) и $\frac{\tilde{a} z}{2} = \frac{\tilde{G}_c z}{2 c_0}$,

то соотношение (14) может быть преобразовано и упрощено. Окончательно, пренебрегая членом второго порядка малости, будем иметь

$$\delta = \frac{1}{4c_0} \left(\tilde{G}_c z - \frac{\sum_1^m \Delta c_j^2}{\Delta c} \right). \quad (15)$$

Рассмотрение выражения (15) показывает, что погрешность при использовании уравнения (5) вместо (3) будет очень мала (порядка $10^{-4} \div 10^{-3}$) и, следовательно, применение упрощенного уравнения (5) для решения нашей задачи является вполне закономерным.

Возвратимся к нахождению решения рассматриваемой задачи.

На первый взгляд вполне естественным и разумным представляется простейшее решение — использование в качестве эквивалентного градиента скорости звука средневзвешенного значения градиента, т. е.

$$\tilde{a} = \frac{\sum_1^n a_j \Delta z_j}{z}$$

Тогда должно выполняться равенство:

$$\bar{R}_1 = R_1, \quad (16)$$

где

$$\bar{R}_1 = \frac{1}{\bar{a}} \left(\sqrt{\operatorname{tg}^2 \alpha_0 + 2 \bar{a} z - \operatorname{tg} \alpha_0} \right);$$

$$R_1 = \sum_1^n \frac{1}{a_j} \left(\sqrt{\operatorname{tg}^2 \alpha_0 + 2 \sum_1^j a_k \Delta z_k} - \sqrt{\operatorname{tg}^2 \alpha_0 + 2 \sum_1^{j-1} a_k \Delta z_k} \right).$$

Однако в действительности равенство (16) не выполняется в подавляющем большинстве случаев. Для доказательства этого была рассчитана относительная погрешность

$$\bar{\delta} = \frac{R_1 - \bar{R}_1}{R_1} = 1 - \frac{\bar{R}_1}{R_1}$$

при числе слоев $n=2$. Данные расчетов приводятся в табл. 1.

Таблица 1

$\frac{a_2}{a_1}$	$\Delta z_2 / \Delta z_1$		
	1	2	3
+2,0	0,05	0,06	0,07
+1,5	0,03	0,04	0,05
+1,1	0,01	0,02	0,03
+1,0	0,0	0,0	0,0
+0,9	-0,01	-0,02	-0,03
+0,5	-0,03	-0,04	-0,05
+0,1	-0,10	-0,10	-0,11
-0,1	-0,22	-0,26	-0,29
-0,5	-0,23	-0,22	-0,19
-1,0	-0,22	-0,19	-0,16
-1,5	-0,21	-0,18	-0,15
-2,0	-0,21	-0,18	-0,14

Погрешности вычислялись при $\frac{a_2}{a_1} > 0$ для $\operatorname{tg}^2 \alpha_0 = 2 a_1 \Delta z_1$
и при $\frac{a_2}{a_1} < 0$ для $\operatorname{tg}^2 \alpha_0 = 2 |a_2 \Delta z_2|$.

Из табл. I видно, что удовлетворительные результаты сведения двухслойной модели водной среды к однослойной с использованием средневзвешенного вертикального градиента скорости звука получаются только при $\frac{a_2}{a_1} \approx 1$, что является тривиальным. В том случае, когда градиенты скоростей звука в различных слоях имеют разные знаки, использование a приводит к большим погрешностям и является недопустимым.

Выбор для расчета относительной погрешности δ двухслойной модели водной среды был обусловлен относительной простотой вычислений. По-видимому, увеличение числа слоев приведет к возрастанию погрешностей по сравнению с указанными в таблице I.

Таким образом, казалось бы, очевидное и простое решение нашей задачи является в действительности неприемлемым и вынуждает искать альтернативу.

Такой альтернативой может быть нахождение эквивалентного градиента скорости звука непосредственно из уравнения (5). Однако, как показывает рассмотрение формулы (5), точного решения при $a_0 \neq 0$ не существует. Поэтому попытаемся найти приближенное значение a из выражения (5) и оценить точность полученного результата. Основная сложность при нахождении такого приближенного решения заключается в исключении из обеих частей уравнения (5) величины a_0 , входящей в состав подкоренных выражений. Попытаемся преодолеть эту трудность преобразованием разности квадратных корней в соотношении (5) в вид, удобный для решения нашей задачи.

Для этого представим производную от $f(x) = \sqrt{x}$, где $0 < x < \infty$, в виде ряда Фурье в комплексной форме

$$\frac{1}{2\sqrt{x}} = \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} C_m e^{im\omega x}, \quad (17)$$

где $i = \sqrt{-1}$; $\omega = \frac{2\pi}{L}$; L — длина интервала изменений x ($0 < x \leq L$). Поскольку $\frac{1}{2\sqrt{x}}$ удовлетворяет условиям Дирихле в открытом интервале $(0, \infty)$, то справедливость разложения этой функции в ряд Фурье не вызывает сомнения, а сам ряд будет сходящимся. Коэффициенты Фурье C_m при этом будут

$$C_m = \frac{1}{2L} \sqrt{\frac{L}{2im}} \Phi(\sqrt{2\pi im}), \quad (18)$$

где $\Phi(\sqrt{2\pi im})$ — интеграл вероятности.

Умножим обе части (17) на dx и проинтегрируем полученное выражение от x_1 до x_2 ; x_1 и x_2 входят в интервал $[0, L]$, причем $x_1 + x_2 \ll L$. Поскольку каждый член ряда (17) интегрируем на отрезке $[x_1, x_2]$ и ряд сходится на этом отрезке равномерно, то интегрирование (17) можно произвести почленно. В результате получим

$$\sqrt{x_2} - \sqrt{x_1} = \sum_{-\infty}^{+\infty} C_m \frac{e^{im\omega x_2} - e^{im\omega x_1}}{im\omega} \quad (19)$$

Применив формулу (19) к левой части уравнения (5), будем иметь

$$\begin{aligned} \tilde{R}_1 &= \frac{1}{\tilde{a}} \left(\sqrt{\operatorname{tg}^2 \alpha_0 + 2\tilde{a}^2 z} - \sqrt{\operatorname{tg}^2 \alpha_0} \right) = \\ &= \sum_{-\infty}^{+\infty} C_m \frac{e^{im\omega(\operatorname{tg}^2 \alpha_0 + 2\tilde{a} z)} - e^{im\omega \operatorname{tg}^2 \alpha_0}}{im\omega \tilde{a}} \end{aligned} \quad (20)$$

Поскольку интервал разложения L может быть принят сколько угодно большим, то, естественно, $\omega = \frac{2\pi}{L}$ может быть сколько угодно малой. Поэтому оба члена $e^{im\omega(\operatorname{tg}^2 \alpha_0 + 2\tilde{a} z)}$ и $e^{im\omega \operatorname{tg}^2 \alpha_0}$ близки к единице. Для того чтобы не оперировать с малыми разностями больших величин, преобразуем разность

$$e^{im\omega x_2} - e^{im\omega x_1} = 2 e^{im\omega \frac{x_2 + x_1}{2}} \cdot \operatorname{sh} \left(im\omega \frac{x_2 - x_1}{2} \right) \quad (21)$$

Используя последнее выражение для преобразования (20), получим

$$\tilde{R}_1 = \sum_{-\infty}^{+\infty} C_m e^{im\omega \operatorname{tg}^2 \alpha_0} \frac{e^{im\omega \tilde{a} z} \operatorname{sh} (im\omega \tilde{a} z)}{im\omega \tilde{a}} \quad (22)$$

Применив формулу (19) с учетом выражения (21) к разности корней в правой части уравнения (5), будем иметь

$$\begin{aligned} R_1 &= \sum_{j=1}^n \frac{1}{a_j} \left(\sqrt{\operatorname{tg}^2 \alpha_0 + 2 \sum_1^j a_k \Delta z_k} - \sqrt{\operatorname{tg}^2 \alpha_0 + 2 \sum_1^{j-1} a_k \Delta z_k} \right) = \\ &= \sum_{j=1}^n \frac{1}{a_j} \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} C_m e^{im\omega \operatorname{tg}^2 \alpha_0} \frac{e^{im\omega \left(\sum_1^j a_k \Delta z_k + \sum_1^{j-1} a_k \Delta z_k \right)} \operatorname{sh} (im\omega a_j \Delta z_j)}{im\omega} \end{aligned} \quad (23)$$

Производя некоторые преобразования, меняя местами знаки сумм и вынося за знак суммы с j -м индексом суммирования $e^{im\omega \operatorname{tg}^2 a_0}$, окончательно получим

$$R_1 = \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} C_m e^{im\omega \operatorname{tg}^2 a_0} \sum_{j=1}^n e^{\frac{im\omega \left(\sum_1^j a_k \Delta z_k + \sum_1^{j-1} a_k \Delta z_k \right)}{im\omega a_j}} \cdot \operatorname{sh} (im\omega a_j \Delta z_j). \quad (24)$$

Напомним, что \tilde{R}_1 и R_1 , т. е. выражения (22) и (24) должны быть равны по условию. Поскольку это условие выражает, что суммы рядов (22) и (24) равны, а сами ряды образованы по одному и тому же принципу, то, следовательно, существует, по крайней мере, один вариант их формирования, при котором m -е члены рядов (22) и (24) также будут равны (при $-\infty < m < +\infty$). Тогда из уравнений (22) и (24) будем иметь

$$\begin{aligned} & \frac{e^{im\omega \tilde{a} z} \cdot \operatorname{sh} (im\omega \tilde{a} z)}{im\omega \tilde{a}} = \\ & = \sum_{j=1}^n e^{\frac{im\omega \left(\sum_1^j a_k \Delta z_k + \sum_1^{j-1} a_k \Delta z_k \right)}{im\omega a_j}} \cdot \operatorname{sh} (im\omega a_j \Delta z_j). \end{aligned} \quad (25)$$

В выражении (25) отсутствует \tilde{a} и поэтому его полностью, без каких-либо ограничений можно использовать для получения формулы расчета эквивалентного градиента скорости звука. В принципе значение \tilde{a} можно получить непосредственно из уравнения (25). Но решение такого трансцендентного уравнения представляет серьезные трудности. Однако, если вспомнить, что ω может принимать сколь угодно малые значения, то, следовательно, показатели степени и аргументы в формуле (25) также могут быть сколько угодно малы. Исходя из этого, преобразовывая соотношение (25), получим

$$\begin{aligned} & (1 + im\omega \tilde{a} z) \cdot z = \\ & = \sum_{j=1}^n \left[1 + im\omega \left(\sum_1^j a_k \Delta z_k + \sum_1^{j-1} a_k \Delta z_k \right) \right] \Delta z_j. \end{aligned} \quad (26)$$

Поскольку $z = \sum_1^n \Delta z_j$, то окончательно

$$a = \frac{\sum_1^n \Delta z_j \left(\sum_1^j a_k \Delta z_k + \sum_1^{j-1} a_k \Delta z_k \right)}{z^2}. \quad (27)$$

Таким образом, получено простое выражение для определения эквивалентного градиента скорости звука в слоисто-неоднородной среде. Произвольный выбор величины L (и соответственно ω) дает возможность получать значение \tilde{a} с любой, наперед заданной точностью. Исходя из этого, не имеет смысла оценивать степень приближения, с которой получено выражение (27). Его с этой точки зрения можно считать точным.

Для удобства вычислений формулу (27) можно преобразовать. Если учесть, что

$$c_j = c_0 \left(1 - \sum_1^j a_k \Delta z_k \right)$$

и

$$c_{j-1} = c_0 \left(1 - \sum_1^{j-1} a_k \Delta z_k \right),$$

то

$$\tilde{a} = \frac{2}{z} - \frac{\sum_1^n \Delta z_j (c_j + c_{j-1})}{c_0 \cdot z^2} \quad (28)$$

Если же иметь в виду, что

$$\bar{c} = \frac{\sum_1^n \Delta z_j \frac{c_j + c_{j-1}}{2}}{z},$$

где \bar{c} — среднее значение скорости звука в слое от 0 до z , то формула для вычисления эквивалентного градиента скорости звука приобретает элементарный вид

$$\tilde{a} = \frac{2(c_0 - \bar{c})}{z} \quad (29)$$

Несмотря на то, что величина \tilde{a} может быть определена с любой точностью, и, следовательно, уравнения (26) или (25) также являются почти точными, однако погрешность эквивалентного градиента скорости звука все-таки имеет конечное значение. Поэтому при определении R_1 по формуле (22) путем сложения членов ряда от $-\infty$ до $+\infty$ весьма малая погрешность каждого члена ряда также суммируется. В результате погрешность R_1 достигает ощутимой величины. Оценим эту ошибку. Для этого снова, как и в случае применения средневзвешенного градиента скорости звука, определим величину относительной ошибки

$$\tilde{\delta} = 1 - \frac{\tilde{R}_1}{R_1}$$

при числе слоев $n=2$.

Следует отметить, что на величину погрешности $\tilde{\delta}$, в противоположность погрешности δ , не сказывается число слоев n , так как эта погрешность образуется из-за суммирования по индексу m . Данные расчетов величины $\tilde{\delta}$ приводятся в табл. 2.

Таблица 2

$\frac{a_2}{a_1}$	$\Delta z_2 / \Delta z_1$		
	1	2	3
+2,0	0,01	0,02	0,03
+1,5	0,01	0,02	0,02
+1,1	0,0	0,01	0,01
+1,0	0,0	0,0	0,0
+0,9	0,0	-0,01	-0,01
+0,5	0,0	-0,01	-0,01
+0,1	-0,02	-0,02	-0,02
-0,1	-0,03	-0,03	-0,05
-0,5	-0,02	0,0	+0,02
-1,0	0,0	+0,02	+0,05
-1,5	+0,01	+0,03	+0,06
-2,0	+0,01	+0,04	+0,07

Так же, как и при определении величины $\tilde{\delta}$ погрешность δ вычислялась при $\frac{a_2}{a_1} > 0$ для $\text{tg}^2 \alpha_0 = 2a_1 \Delta z_1$ и при $\frac{a_2}{a_1} < 0$ для $\text{tg}^2 \alpha_0 = 2|a_2 \Delta z_2|$.

Сравнение данных табл. 1 и 2 не оставляет никакого сомнения в предпочтительности использования эквивалентного градиента скорости звука \tilde{a} по сравнению со средневзвешенным значением градиента a . Особенно это относится к случаям, когда знаки градиентов скорости звука в отдельных слоях различны, т. е. имеют место подводный звуковой канал или слои скачка скорости звука. Оценим, пользуясь формулой для вычисления эквивалентного градиента скорости звука, роль отдельных слоев в слоисто-неоднородной морской среде на рефракцию акустических лучей. Для этого разобьем рассматриваемый слой воды толщиной z на n подслоев, каждый из которых имеет одинаковую толщину Δz . Тогда уравнение (27) может быть переписано в виде

$$\tilde{a} = \frac{2 \sum_{j=1}^{n-1} \left[\left(n-j + \frac{1}{2} \right) a_j \right] + a_n}{n^2} \quad (30)$$

Из рассмотрения формулы (30) можно заметить, что если принять коэффициенты при a_j и a_n за «веса» подслоев, то самый малый «вес» имеет n -й подслей. По мере убывания j «веса» подслоев увеличиваются, достигая максимума при $j=1$. Поскольку счет подслоев ведется сверху вниз, то, следовательно, наибольший «вес» имеет верхний подслей. По мере заглубления подслоев их «веса» уменьшаются и n -й подслей имеет «вес», равный $\frac{1}{n^2}$. Например, при $n=3$ из соотношения (30) получим

$$\tilde{a} = \frac{5}{9} a_1 + \frac{3}{9} a_2 + \frac{1}{9} a_3.$$

Именно это обстоятельство, по-видимому, определяет преимущество использования эквивалентного градиента скорости звука \tilde{a} , а не средневзвешенного значения градиента a , поскольку при расчете последнего при одинаковой толщине подслоев «веса» их имеют одинаковое значение, равное $\frac{1}{n}$. Различный «вес» слоев, отраженный в формуле (27), подчеркивает более важную роль подповерхностных (или ближе лежащих к поверхности) областей моря в распространении акустических колебаний. Этот, в общем-то, известный факт получает в эквивалентном градиенте скорости звука дополнительное количественное подтверждение. Практическое использование эквивалентного градиента скорости звука представляется очень простым. Рассчитав значение \tilde{a} по формулам (27), (28) или (29), надо подставить его в выражение (1) и таким образом получить аналитическую зависимость R от α_0 на заданной глубине z . При необходимости выражение (1) может быть легко номографировано.

Если $\tilde{a} > 0$, то это означает, что на заданной глубине z при данном вертикальном профиле скорости звука (линейно-ломаном, включающем отдельные слои с $a_j < 0$) имеет место область акустической тени, а геометрическая дальность действия акустических средств определяется из соотношения (1) при $\alpha_0 = 0$. По-видимому, применение эквивалентного градиента скорости звука окажется полезным также при вычислении средней скорости звука в слоисто-неоднородной среде, которая необходима при использовании дальномерных гидроакустических средств.

Наконец, \tilde{a} может открыть возможность сравнительно простого способа определения фактора аномалии A_j [1] в слоисто-неоднородной среде, который является одной из важнейших величин при рас-

чете фактической дальности действия гидроакустических средств. В настоящее время для его вычисления требуются громоздкие расчеты, практически выполнимые с помощью ЭВМ. Однако такие вопросы являются достаточно сложными, выходят за рамки настоящей статьи и представляют собою предметы самостоятельных исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сташкевич А. П. Акустика моря. Л., «Судостроение», 1966, 357 с.
-

ВЕРОЯТНОСТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МОРСКИХ ТЕЧЕНИЙ, НЕОБХОДИМЫЕ ДЛЯ РЕШЕНИЯ НЕКОТОРЫХ ЗАДАЧ СУДОВОЖДЕНИЯ

Важными навигационными задачами являются задачи оценки ошибки в месте судна («невязки»); обусловленной неучетом или неполным учетом течения. Случайный характер течения заставляет рассматривать эту ошибку с вероятностных позиций, что возможно на основе применения методов анализа динамических систем. Последнее требует знания вероятностных характеристик «входного сигнала» — течения, действующего на «динамическую систему» — судно. При этом практически интересные решения задач оценки невязки могут быть получены только при условии, что входной сигнал может быть представлен стационарной в широком смысле слова случайной функцией времени. Но поле течений неоднородно (что следует хотя бы из факта изменения по пространству его числовых характеристик [1, 2]) и вектор скорости течения с точки зрения наблюдателя, связанного с судном, будет, вообще говоря, нестационарной случайной функцией времени. Поэтому предлагаемый ниже подход к построению искомых характеристик течения основан на учете необходимости хотя бы приближенного сведения нестационарной задачи к стационарной.

Представляя вектор скорости течения проекциями на меридиан и параллель в виде сумм средних значений (\bar{u}, \bar{v}) и случайных отклонений от них (u, v) , напишем для точек φ (широта), λ (долгота), z (глубина) и момента t :

$$U(\varphi, \lambda, z, t) = \bar{u}(\varphi, \lambda, z) + u(\varphi, \lambda, z, t); \quad (1)$$

$$V(\varphi, \lambda, z, t) = \bar{v}(\varphi, \lambda, z) + v(\varphi, \lambda, z, t). \quad (2)$$

Имея в виду наиболее интересный случай плавания в открытом океане, при написании равенств (1) и (2) мы включили приливные составляющие в случайные члены, полагая, что малость этих составляющих [3, 4] позволяет пренебречь возникающей при этом погрешностью. Заметим, что проекции «постоянного» течения \bar{u} и

\bar{u} в (1) и (2) имеют смысл средних многолетних величин, отнесенных к определенному интервалу усреднения (приводимые ниже числовые величины получены при месячном усреднении).

Если «постоянное» течение не учитывается вовсе (такую ситуацию следует принять в качестве исходной), то \bar{u} и \bar{v} можно рассматривать как случайные функции пройденного судном расстояния l . Графики $\bar{u}(l)$, $\bar{v}(l)$, построенные по данным существующих атласов поверхностного течения (в связи с чем соответствующие значения, полученные ниже для $z=0$, приходится расценивать не иначе, как сугубо приближенные), не обнаруживают при качественном анализе каких-либо особенностей, свойственных нестационарным функциям [5, 6]. Нельзя также обнаружить какие-либо закономерные отличия между графиками $\bar{u}(l)$ и $\bar{v}(l)$, а также между графиками, относящимися к различным районам и месяцам. Это позволяет интерпретировать графики как реализации одной и той же стационарной случайной функции; стандартная обработка которых позволила получить следующее выражение корреляционной функции (при нулевом математическом ожидании)

$$B_c(L) = \sigma_c^2 e^{-\alpha_L |L|}, \quad (3)$$

где $\sigma_c^2 = 0,06$ узла²; $\alpha_L = 0,02$ 1/миля.

Переходя в выражении (3) от линейного интервала L к временному с помощью очевидного преобразования $\tau = \frac{L}{\omega}$, где ω — скорость судна в узлах, получим окончательно соотношение, описывающее корреляционную функцию «постоянной» составляющей входного сигнала,

$$B_c(\tau) = \sigma_c^2 e^{-\alpha_c |\tau|}, \quad \alpha_c = 0,02 \omega \text{ 1/час.} \quad (4)$$

«Переменное» течение — слагаемые u и v в равенствах (1) и (2) — запишем в виде

$$u(\varphi, \lambda, z, t) = \sigma_u(\varphi, \lambda, z) \tilde{u}(\varphi, \lambda, z, t); \quad (5)$$

$$v(\varphi, \lambda, z, t) = \sigma_v(\varphi, \lambda, z) \tilde{v}(\varphi, \lambda, z, t), \quad (6)$$

где σ_u , σ_v — среднеквадратические отклонения; \tilde{u} , \tilde{v} — случайные функции с единичной дисперсией.

Если формулы (5) и (6) рассматривать, зафиксировав пространственные координаты, то корреляционные функции u и v тождественны «точечным» нормированным корреляционным функциям течения [3]. Однако в случае движущегося судна использование последних неправомерно, что зачастую не учитывается в работах по

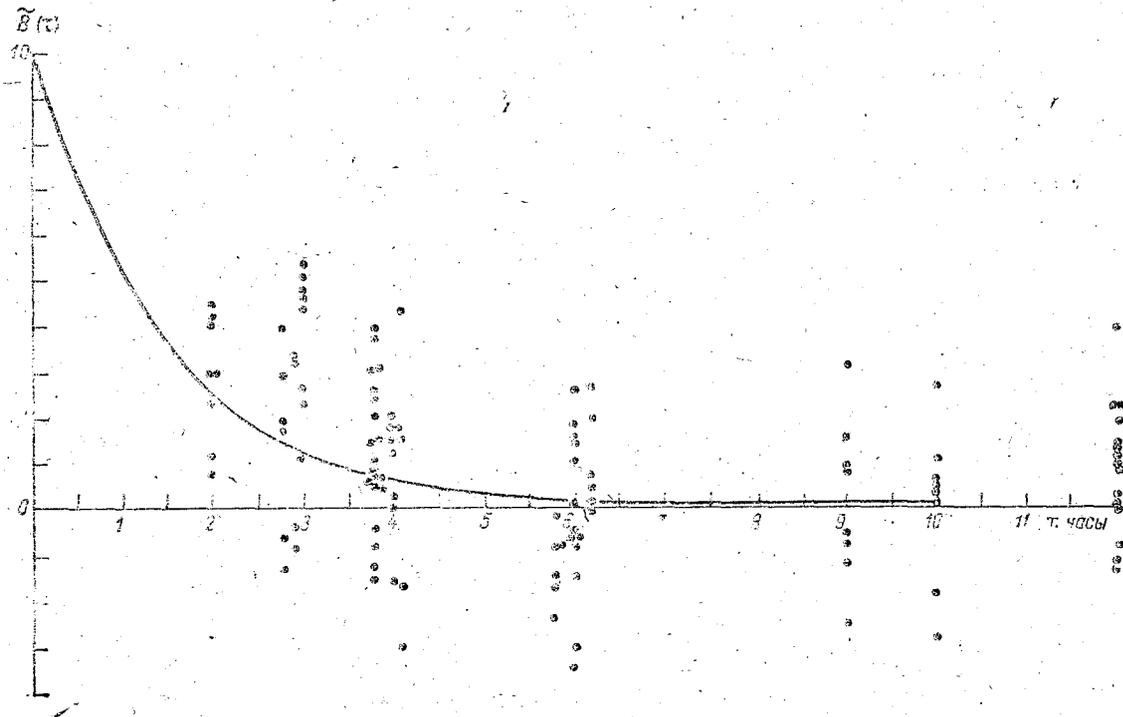


Рис. 1. Нормированная корреляционная функция переменной составляющей входного сигнала ($\omega = 5$ узлов).

навигации (исключение составляет монография [7], в которой использование функций из [3] сопровождается некоторыми оговорками).

Пусть судно следует постоянным курсом со скоростью ω из точки A в удаленную от нее на расстояние L точку B . В точке A в момент t на него воздействовало течение с меридиональной нормированной проекцией $\tilde{u}(\varphi_A, \lambda_A, 0, t)$, а в точке B — с проекцией $\tilde{u}(\varphi_B, \lambda_B, 0, t + \tau)$. Рассматривая некоторую совокупность плаваний от A к B со скоростью ω , распределенных на принятом интервале усреднения, можно получить коэффициент корреляции.

$$\tilde{B}_u^{AB}(\tau) = \overline{\tilde{u}(\varphi_A, \lambda_A, 0, t) \tilde{u}(\varphi_B, \lambda_B, 0, t + \tau)}, \quad (7)$$

где чертой сверху обозначено усреднение.

Заметим, что формула (7) определяет величину ординаты нормированной взаимно-корреляционной функции меридиональных проекций вектора скорости течения в точках A и B , соответствующую временному сдвигу $\tau = \frac{L}{\omega}$. Существенно, что она зависит от направления перемещения (это следует из известного свойства взаимно-корреляционных функций [5]):

$$\tilde{B}_u^{AB}(\tau) \neq \tilde{B}_u^{AB}(-\tau) \equiv \tilde{B}_u^{BA}(\tau). \quad (8)$$

Взаимно-корреляционные функции течения отличаются большим разнообразием даже для пар точек, расположенных в одном небольшом районе [1]. Учет их индивидуальных особенностей в рассматриваемой задаче невозможен, так как это требовало бы точного знания координат, в то время как сама постановка задачи предполагает ошибочность координат судна.

Возникшая трудность может быть обойдена только усреднением величин $\tilde{B}_u(\tau)$ для достаточно больших районов и для каждого значения $|\tau|$ при фиксированной ω . Эта операция при $\omega = 5$ узлов показана на рис. 1, где точки соответствуют значениям не только $\tilde{B}_u(\tau)$ но и $\tilde{B}_v(\tau)$, поскольку каких-либо закономерностей в расположении групп точек, соответствующих каждой из этих функций, не обнаружилось. Не было также обнаружено каких-либо закономерностей в расположении точек, которые можно было бы связать с тем или иным районом (использовались данные, относящиеся к различным океанам) или периодом измерений. Все это позволяет считать нормированную корреляционную функцию переменной составляющей входного сигнала в известном смысле универсальной, т. е. положить

$$\tilde{B}_u(\tau) = \tilde{B}_v(\tau) = \tilde{B}(\tau). \quad (9)$$

Аппроксимация показанной на рис. 1 средней линии дает выражение:

$$\tilde{B}(\tau) = e^{-\alpha|\tau|}. \quad (10)$$

Аналогичные построения для скорости ω , равной 10 и 20 узлам, приводят к такому же результату, причем параметр α оказывается зависящим от скорости хода, что хорошо описывается эмпирической формулой

$$\alpha = \left[0,1 + \left(\frac{\omega}{10} \right)^{2/3} \right] 1/\text{час}. \quad (11)$$

Входящие в выражения (5) и (6) функции $\sigma_u(\varphi, \lambda, z)$ и $\sigma_v(\varphi, \lambda, z)$ в рамках описываемого подхода можно рассматривать как неслучайные, создающие на входе динамической системы компоненты входного сигнала $\sigma_u(t)$, $\sigma_v(t)$. В принципе значения этих функций могут быть определены заранее для различных районов (квадратов) океана. Их оценочные величины для поверхности значительной части Мирового океана можно получить уже сейчас несложной обработкой приводимых в ряде пособий «роз течений».

Строго говоря, найденные вероятностные характеристики не являются исчерпывающими для описания процесса формирования невязки за счет течения: требуются еще характеристики, выражающие связь между разноименными проекциями соответствующих составляющих вектора скорости течения. Эта связь в значительной мере определяется ориентацией главных осей эллипса рассеивания вектора скорости течения в данной точке. Известно, что ориентация осей эллипса отличается существенной пространственной изменчивостью и ее учет потребовал бы точного знания координат судна, что противоречит самой постановке рассматриваемой задачи. Поэтому (а также по другим причинам) в судовождении принято оценивать точность места судна величиной среднеквадратического модуля невязки

$$M = \sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_y^2}. \quad (12)$$

Доказано [8], что, независимо от ориентации главных осей эллипса относительно осей ортогональной системы координат xOy , вероятность нахождения модуля истинной невязки в круге радиуса M лежит в пределах 0,63—0,69, т. е. вероятностная мера M может считаться постоянной и равной приблизительно 0,65.

Для расчета величины M полученный выше набор вероятностных характеристик течения является исчерпывающим. Покажем это на примере оценки невязки в наиболее простом случае, когда

течение не учитывается вовсе. В работах по навигации показывается, что хорошее приближение для расчета сноса судна течением за время T дает формула

$$\bar{S}(T) = \int_0^T \bar{V}_T(t) dt, \quad (13)$$

где $\bar{V}_T(t)$ — вектор скорости суммарного течения.

Средний квадрат меридионального сноса «постоянным» течением составит

$$\sigma_u^2(T) = \int_0^T \int_0^T \overline{u(t) u(t')} dt dt'. \quad (14)$$

Так как $\overline{u(t) u(t')} = B_c |t - t'|$, то, подставляя в уравнение (14) соотношение (4) и вычисляя двойной интеграл в формуле (14) известными в теории случайных функций методами [5], получим

$$\sigma_u^2(T) = 0,12 \frac{\alpha_c T - (1 - e^{-\alpha_c T})}{\alpha_c^2}. \quad (15)$$

Найдя аналогичным образом средний квадрат сноса судна «постоянным» течением по параллели $\sigma_v^2(T)$, согласно выражению (12), получим «постоянную» составляющую среднего квадрата модуля невязки

$$M_1^2(T) = 0,24 \frac{\alpha_c T - (1 - e^{-\alpha_c T})}{\alpha_c^2}. \quad (16)$$

Для меридионального сноса судна переменным течением имеем

$$\sigma_u^2(T) = \int_0^T \int_0^T \overline{u(t) u(t')} dt dt'. \quad (17)$$

Последний интеграл можно вычислить, используя уравнение (10) и известную зависимость σ_u от координат. Прямыми подсчетами можно показать, что практически удовлетворительные результаты дает замена формулы (17) приближенным соотношением

$$\sigma_u^2(T) = \sigma_{u_{cp}}^2 \int_0^T \int_0^T \overline{\tilde{u}(t) \tilde{u}(t')} dt dt', \quad (18)$$

где $\sigma_{u_{cp}}^2$ есть усредненное по маршруту значение σ_u . Применяв такой же путь для нахождения $\sigma_v^2(T)$, после преобразований запишем

$$M_2(T) = 2 [\sigma_{u_{cp}}^2(T) + \sigma_{v_{cp}}^2(T)] \frac{\alpha T - (1 - e^{-\alpha T})}{\alpha^2}. \quad (19)$$

Из выражений (16) и (19) окончательно имеем

$$M(T) = \left\{ 0,24 \frac{\alpha_c T - (1 - e^{-\alpha_c T})}{\alpha_c^2} + 2 [\sigma_{u_{cp}}^2(T) + \sigma_{v_{cp}}^2(T)] \frac{\alpha T - (1 - e^{-\alpha T})}{\alpha^2} \right\}^{\frac{1}{2}}. \quad (20)$$

В частности, при $T < T_1$, где T_1 мало, разлагая в формуле (20) экспоненциальные члены в ряды и ограничиваясь квадратичными членами, получим

$$M(T) = \kappa_1 \sqrt{T}, \quad \kappa_1 = \sqrt{0,12 + \sigma_{u_{cp}}^2(T) + \sigma_{v_{cp}}^2(T)}. \quad (21)$$

При $T > T_2$, где T_2 велико, так, что $\alpha_c T_2 \gg 1$, имеем

$$M(T) = \kappa_2 \sqrt{T}, \quad \kappa_2 = \sqrt{\frac{0,24}{\alpha_c} + 2 \frac{\sigma_{u_{cp}}^2(T) + \sigma_{v_{cp}}^2(T)}{\alpha}}. \quad (22)$$

Последние две формулы (без раскрытия смысла κ_1 и κ_2) широко известны в навигации, где они были получены эмпирическим путем (непосредственной обработкой невязок). Описанный метод их получения не только позволяет раскрыть смысл κ_1 и κ_2 , но и дает возможность рассчитывать $M(T)$ для тех районов и периодов, для которых нет достаточной информации о наблюдавшихся невязках. Кроме того, с помощью соотношения (20) удастся обнаружить некоторые погрешности в применении выражений (21) и (22). Так, в навигации ошибочно полагают $\kappa_1 = \kappa_2$. Из формулы (20) также следует, что $T_1 \neq T_2$ и существуют такие значения T , при которых приближения (21) и (22) неприменимы.

Порядок расчета величины M в более сложных случаях (частичный, периодический, эпизодический и т. п. учет течения) аналогичен рассмотренному, хотя и связан с более сложными выкладками.

В заключение отметим, что, как это следует из соотношения (20), обе составляющие течения — «постоянная» и переменная — вносят существенный вклад в невязку за счет неучтенного течения (при соизмеримых дисперсиях вклад «постоянной» составляющей даже больше, ибо $\alpha_c < \alpha$). Это позволяет считать важной прикладной задачей океанологии сбор надежной информации о «постоянном» течении в целях создания эффективных пособий для судовождения (в последние годы возможность заметного повышения точности

плавания за счет учета «постоянного» течения ставилась под сомнение [1]). Кажется также актуальным предпринять шаги к уточнению оценок описанных выше характеристик путем привлечения большего по объему, лучшего по качеству материала, чем это удалось сделать в настоящей работе.

Автор благодарит А. Т. Шевцова за предоставленные результаты обработки экспериментального материала.

ЛИТЕРАТУРА

1. Беляев Б. Н., Поздынин В. Д. Многомерные статистические характеристики морских течений и их использование. «Океанология», т. VI, вып. 6, 1966, с. 497—505.
 2. Озмидов Р. В. Горизонтальная турбулентность и турбулентный обмен в океане. М., «Наука», 1968. 200 с.
 3. Беляев Б. Н., Болдырев В. С. Применение теории случайных функций к изучению морских течений. «Океанология», т. III, вып. 6, 1963, с. 953—960.
 4. Борис Л. И. Расчет полусуточных приливов и приливо-отливных течений Северной Атлантики. Исследование северной части Атлантического океана. Тр. ЛГМИ, вып. 10, 1961, с. 61—80.
 5. Свешников А. А. Прикладные методы теории случайных функций. М., «Наука», 1968. 464 с.
 6. Яглом А. М. Введение в теорию стационарных случайных функций. «Успехи математических наук», т. VII, вып. 5, 1952, с. 3—168.
 7. Челпанов И. Б. Оптимальная обработка сигналов в навигационных системах. М., «Наука», 1967. 392 с.
 8. Сорокин А. И. Об оценке точности положения точки на плоскости одним числом. Сб. статей по геодезии, вып. 11. М., Геодезиздат, 1960, с. 35—38.
-

К ВОПРОСУ О ВЫБОРЕ ТЕМПА ДИСКРЕТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ГИДРОМЕТЕОЭЛЕМЕНТОВ

В ходе экспериментальных исследований, а также в оперативной практике, зачастую приходится производить дискретные измерения гидрометеоэлемента $\varphi(t)$, являющегося непрерывной функцией одной координаты t (ниже для определенности под t будем иметь в виду время). При этом темп измерений (интервал дискретности) во многих случаях стремятся выбрать таким, чтобы точность восстановления (расчета) значений $\varphi(t)$ в промежуточные моменты $t = nT + \tau$ ($0 < \tau < T$; порядковый номер измерений $n = 0, 1, 2, \dots$) была не ниже заданной. Наиболее употребительным способом восстановления является линейная интерполяция, т. е. представление искомым расчетным значениям гидрометеоэлемента линейной функцией измеренных значений $\varphi(nT)$. При этом конкретный вид интерполяционного соотношения может быть различным; различным может быть также число учитываемых при интерполяции измеренных значений $\varphi(nT)$. Однако во всех случаях ошибка интерполяции

$$\Delta(nT, \tau) = \varphi(nT + \tau) - \tilde{\varphi}(nT + \tau) \quad (1)$$

при данных значениях T и τ будет линейной функцией измеренных значений (волнистой чертой будем обозначать интерполированное значение). Если гидрометеоэлемент $\varphi(t)$ допустимо считать стационарной в широком смысле случайной функцией аргумента t (ниже всюду это допущение считается выполненным), то, в пренебрежении ошибками измерений, средний квадрат (дисперсия) ошибки интерполяции

$$\sigma_{\Delta}^2 = \sigma_{\Delta}^2(T, \tau, \kappa) \quad (2)$$

не зависит от n (буквой κ обозначена совокупность параметров корреляционной функции рассматриваемого элемента).

Обычно требование к точности восстановления функции $\varphi(t)$ в промежуточных точках формулируется в виде задания среднеквадратической ошибки восстановления $\sigma_{\text{зад}}$, а искомый темп из-

мерений $\bar{T} = \bar{T}_0$ находится путём сравнения $\sigma_{\Delta_{зад}}$ с величинами среднеквадратической ошибки интерполяции при различных T . Очевидно, что непосредственное использование выражения (2) при этом невозможно, ибо из условия $\sigma_{\Delta} = \sigma_{\Delta_{зад}}$ будут получаться различные значения T_0 , в зависимости от того, какой принять величину τ . Чтобы обойти возникшую трудность и получить однозначное решение, сравнивают с $\sigma_{\Delta_{зад}}$ не σ_{Δ} из выражения (2), а усредненную по всему интервалу T величину, квадрат которой определяется формулой

$$\bar{\sigma}_{\Delta}^2 = \frac{1}{T} \int_0^T \sigma_{\Delta}^2(T, \tau, \kappa) d\tau. \quad (3)$$

Описанный подход к задаче выбора темпа измерений используется в ряде работ, первой из которых является статья [1]. Вероятностный смысл соотношения (3) в этих работах не поясняется, однако он может быть установлен, исходя из следующих соображений.

Задание единственного значения $\sigma_{\Delta_{зад}}$ означает, что требующаяся точность восстановления функции $\varphi(t)$ должна сохраняться при произвольном выборе промежуточного момента. Заранее нельзя сказать, в какой именно момент потребуется знать величину $\varphi(t)$, т. е. выбор любого из возможных значений τ (в том числе $\tau=0$, что соответствует моментам измерений) равновероятен. Это позволяет рассматривать τ в качестве случайной величины, равномерно распределенной на отрезке длиной T .

Пусть $F_1(x)$ — функция распределения вероятностей гидрометеозлемента $\varphi(t)$. Имея в виду принятое в конкретном случае интерполяционное соотношение, найдем функцию распределения $F_2(T, \tau, \kappa, x)$ ошибки интерполяции $\Delta(T, \tau)$. Рассмотрим элементарный интервал $d\tau$. Вероятность выбора значения τ именно в этом интервале составит $\frac{d\tau}{T}$, а вероятность, что при таком выборе величина $\Delta(T, \tau)$ по модулю не превзойдет $x(x>0)$, равна

$$dP[|\Delta(T, \tau)| < x] = F_2(T, \tau, \kappa, x) \frac{d\tau}{T}. \quad (4)$$

В соотношении (4) имеется в виду значение τ из элементарного промежутка $d\tau$. Функция

$$F_3(T, \kappa, x) = \frac{1}{T} \int_0^T F_2(T, \tau, \kappa, x) d\tau \quad (5)$$

является функцией распределения некоторой случайной величины $\Delta(T)$, дисперсия которой, очевидно, равна

$$\begin{aligned}
\sigma_{\Delta}^2(T, \kappa) &= \int_{-\infty}^{\infty} x^2 f_3(T, \kappa, x) dx = \\
&= \frac{1}{T} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^T x^2 f_2(T, \tau, \kappa, x) dx d\tau = \\
&= \frac{1}{T} \int_0^T \sigma_{\Delta}^2(T, \tau, \kappa) d\tau = \sigma_{\Delta}^2,
\end{aligned} \tag{6}$$

где $f_i = \frac{dF_i}{dx}$ — плотность распределения вероятностей.

Таким образом, усреднение (3) дает величину, являющуюся дисперсией случайной величины $\Delta(T)$.

Как следует из выражения (5), функция распределения F_3 в общем случае зависит от величины T . Это означает, что среднеквадратическое отклонение $\sigma_{\Delta} = \sqrt{\sigma_{\Delta}^2}$, найденное по формуле (3), при различных T будет не только принимать различные значения, но и характеризоваться различной вероятностью пребывания величины $\Delta(T)$ в заданном интервале, выраженном в определенном количестве единиц или долей σ_{Δ} . Иначе говоря, вероятности

$$P_{lm}(T) = P[-l\sigma_{\Delta} < \Delta(T) < m\sigma_{\Delta}] \tag{7}$$

при фиксированных $l > 0$ и $m > 0$ различны для различных T .

Как это следует из предыдущего, предложенный в работе [1] и использованный в ряде других работ, например [2—5], способ выбора темпа измерений по существу сводится к сравнению ряда величин σ_{Δ} , найденных для разных T , с одной и той же величиной $\sigma_{\Delta \text{зад}}$. Но каждой из величин σ_{Δ} соответствует свое значение вероятности $P_{lm}(T)$ (при одних и тех же l и m), в связи с чем такое сравнение, вообще говоря, не совсем правомерно.

Казалось бы, что полное и корректное решение задачи может быть получено, если в качестве требования к точности восстановления функции $\varphi(t)$ задать не одну величину $\sigma_{\Delta \text{зад}}$, а закон распределения F_3 величины $\Delta(T)$. Однако это невозможно, ибо этот закон произволен и определяется не только законом распределения гидрометеозлемента $\varphi(t)$ и видом интерполяционного соотношения, но и — что главное — величиной искомого темпа измерений. Следовательно, значения параметров закона распределения F_3 будут различными при различных T и априори их задавать нельзя.

Удовлетворительный компромисс может быть достигнут, если требования к точности восстановления функции $\varphi(t)$ задать не в виде единственной величины $\sigma_{\Delta \text{зад}}$, а в виде доверительного интер-

вала ($\delta_{1\text{зад}}$, $\delta_{2\text{зад}}$) и доверительной вероятности $P_{\text{зад}}$. Из формулы (5) следует, что

$$P(T, \delta_1, \delta_2) = \frac{1}{T} \int_0^T [F_2(T, \tau, \kappa, \delta_2) - F_2(T, \tau, \kappa, \delta_1)] d\tau \quad (8)$$

определяет вероятность невыхода величины $\Delta(T)$, т. е. ошибки восстановления при всех τ , за пределы интервала (δ_1, δ_2). Положив $P(T, \delta_1, \delta_2) = P_{\text{зад}}$, $\delta_1 = \delta_{1\text{зад}}$, $\delta_2 = \delta_{2\text{зад}}$, из формулы (8) легко найти искомый темп измерений T_0 .

Неполнота такого решения состоит в том, что, задав вероятность $P_{\text{зад}}$ и определенный интервал ($\delta_{1\text{зад}}$, $\delta_{2\text{зад}}$), мы не налагаем и не можем наложить никаких условий на поведение ошибки восстановления вне этого интервала. Однако при необходимости мы всегда можем по той же формуле (8) найти вероятности невыхода $\Delta(T_0)$ за пределы любого другого интервала (δ_1, δ_2). Иначе говоря, наложив на закон распределения ошибки восстановления первоначальное условие в виде доверительных вероятности и интервала и вычислив T_0 , мы имеем возможность получить сколь угодно детальную информацию об этом законе распределения.

Поскольку в рассматриваемой задаче закон распределения заранее не известен, доверительный интервал ($\delta_{1\text{зад}}$, $\delta_{2\text{зад}}$) и вероятность $P_{\text{зад}}$ могут, вообще говоря, задаваться по произволу. На практике следует учитывать характер и особенности последующей задачи, в которой будут использоваться значения гидрометеозлемента $\varphi(t)$. Кроме того, представляется удобным задавать симметричный доверительный интервал, т. е. полагать $\delta_{1\text{зад}} = -\delta_{\text{зад}}$, $\delta_{2\text{зад}} = \delta_{\text{зад}}$ (в приводимых ниже примерах имеется в виду именно такое задание). Во многих случаях при этом рационально придавать $\delta_{\text{зад}}$ смысл среднеквадратического отклонения нормально распределенной случайной величины, т. е. полагать $P_{\text{зад}} = 0,68$.

Возникает вопрос, каково практическое значение высказанных соображений и не носят ли они характер лишь абстрактно-теоретических уточнений положений работы [1]. Очевидно, что получение общего ответа на этот вопрос невозможно и различие в результатах расчетов с учетом и без учета этих соображений будет определяться конкретными особенностями рассматриваемого случая.

Приведем несколько примеров, иллюстрирующих сказанное. В этих примерах используются статистические характеристики различных гидрометеозлементов $\varphi(t)$, найденные обработкой опытных данных. Распределение $\varphi(t)$ считается нормальным.

Будем иметь в виду два варианта интерполяционного соотношения. Первый из них соответствует способу «обычной» линейной интерполяции

$$\tilde{\varphi}(nT + \tau) = \frac{T - \tau}{T} \varphi(nT) + \frac{\tau}{T} \varphi[(n+1)T], \quad (9)$$

а второй — способу «оптимальной» интерполяции

$$\tilde{\varphi}(nT + \tau) = a_1 \varphi(nT) + a_2 \varphi[(n+1)T], \quad (10)$$

при условии, что учитываются лишь ближайшие к рассматриваемому моменту результаты измерений. Коэффициенты a_1 и a_2 в выражении (10) находятся из условия минимума среднего квадрата ошибки интерполяции [6, 7].

В силу линейного характера равенств (9) и (10) и нормальности $\varphi(t)$ ошибка интерполяции $\Delta(nT, \tau)$ также будет подчинена нормальному закону распределения, в связи с чем формула (8) для симметричного интервала $(-\delta, \delta)$ принимает вид

$$P(T, \delta) = \frac{2}{T} \int_0^{\delta} \Phi_0 \left(\frac{\delta}{\sigma_{\Delta}} \right) d\tau, \quad (11)$$

где

$$\Phi_0(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^x e^{-\frac{t^2}{2}} dt.$$

Средний квадрат ошибки интерполяции (2) определится соотношениями:

$$\sigma_{\Delta}^2 = 2\sigma^2 \left\{ 1 - \left(1 - \frac{\tau}{T} \right) \left[\frac{\tau}{T} - \frac{\tau}{T} \tilde{\kappa}(T) - \tilde{\kappa}(\tau) + \tilde{\kappa}(T - \tau) \right] \right\} \quad (12)$$

— в случае «обычной» линейной интерполяции;

$$\sigma_{\Delta}^2 = \sigma^2 \left[1 - \frac{\tilde{\kappa}^2(\tau) + \tilde{\kappa}^2(T - \tau) - 2\tilde{\kappa}(\tau)\tilde{\kappa}(T - \tau)\tilde{\kappa}(T)}{1 - \tilde{\kappa}^2(T)} \right] \quad (13)$$

— в случае «оптимальной» интерполяции (последнее соотношение легко получить из условия минимума σ_{Δ}^2). В формулах (12) и (13) $\tilde{\kappa}$ — нормированная корреляционная функция гидрометеозлемента; σ^2 — его дисперсия.

Подставляя формулу (12) в соотношение (3), получим

$$\begin{aligned} \bar{\sigma}_{\Delta}^2 = 2\sigma^2 \left[\frac{5}{6} - \frac{1}{T^2} \int_0^T \tau \tilde{\kappa}(T - \tau) d\tau - \frac{1}{T} \int_0^T \left(1 - \frac{\tau}{T} \right) \tilde{\kappa}(\tau) d\tau + \right. \\ \left. + \frac{1}{6} \tilde{\kappa}(T) \right]. \quad (14) \end{aligned}$$

(Заметим, что в работе [1] в написание формулы (14) вкралась ошибка).

В рассматриваемых примерах полученные обработкой опытных данных корреляционные функции удовлетворительно аппроксимируются выражением

$$\tilde{\kappa}(\tau) = e^{-\alpha|\tau|}, \quad (15)$$

где α — параметр.

С учетом выражения (15) из соотношения (14) имеем

$$\sigma_{\Delta}^2 = 2\sigma^2 \left(\frac{5 + e^{-\alpha T}}{6} - 2 \frac{\alpha T + e^{-\alpha T} - 1}{\alpha^2 T^2} \right). \quad (16)$$

Аналогичным образом из формул (13) и (15) для случая «оптимальной» интерполяции получим:

$$\sigma_{\Delta}^2 = \sigma^2 \left(1 - \frac{1}{\alpha T} + \frac{2 e^{-2\alpha T}}{1 - e^{-2\alpha T}} \right). \quad (17)$$

Соотношения (16) и (17) являются расчетными в рамках подхода, изложенного в работе [1], при условии (15).

Для того чтобы оценить влияние на результаты нахождения темпа измерений уточнений, предлагаемых в настоящей работе, рассмотрим решения следующих задач (одним штрихом пометим величины, относящиеся к случаю «обычной» линейной интерполяции, двумя штрихами — к случаю «оптимальной» интерполяции):

а) задавшись определенными значениями $\delta'_{\text{зад}}$ и $\delta''_{\text{зад}}$, найдем по формулам (16) и (17), т. е. согласно [1], значения оптимального темпа измерений T'_{01} и T''_{01} ; оценим по выражению (11) вероятности $P(T'_{01}, \delta'_{\text{зад}})$, $P(T''_{01}, \delta''_{\text{зад}})$ и $P(T'_{01}, 2\delta'_{\text{зад}})$, $P(T''_{01}, 2\delta''_{\text{зад}})$ невыхода ошибки восстановления (интерполяции) за пределы $\delta'_{\text{зад}}$ ($\delta''_{\text{зад}}$) и удвоенного интервала $2\delta'_{\text{зад}}$ ($2\delta''_{\text{зад}}$) соответственно;

б) для тех же значений $\delta'_{\text{зад}}$ и $\delta''_{\text{зад}}$, решая совместно формулы (11) с (16) или (17), найдем величины оптимального темпа измерений T'_{02} , T''_{02} при условиях:

$$1) P(T'_{02}, \delta'_{\text{зад}}) = P(T''_{02}, \delta''_{\text{зад}}) = 0,68;$$

$$2) P(T'_{02}, 2\delta'_{\text{зад}}) = P(T''_{02}, 2\delta''_{\text{зад}}) = 0,95.$$

Результаты расчетов с округлением P до 0,01, T_0 — до 1 мин показаны в табл. 1 («обычная» линейная интерполяция) и табл. 2 («оптимальная» интерполяция), причем порядковые номера в них соответствуют следующим гидрометеозлементам:

1) температура воды на поверхности моря, $\sigma^2 = 0,108$ град², $\alpha = 0,320$ 1/ч;

2) температура воздуха, $\sigma^2 = 16,0$ град², $\alpha = 0,050$ 1/ч;

3) атмосферное давление, $\sigma^2 = 97,0$ мбар², $\alpha = 0,038$ 1/ч;

4) скорость ветра, $\sigma^2 = 11,5$ м²/с², $\alpha = 0,112$ 1/ч.

Имея в виду сугубо иллюстративный характер примеров, для удобства их обозрения $\delta'_{зад}$ и $\delta''_{зад}$ во всех случаях выбраны таковыми, чтобы соблюдалось условие $T'_{01} = T''_{01} = 120$ мин.

Таблица 1

№ п/п	$\delta'_{зад}$	$P(T'_{01}, \delta'_{зад})$	$P(T'_{01}, 2\delta'_{зад})$	T'_{02} мин, $P=0,68$	T'_{02} мин, $P=0,95$
1	0°,15	0,68	0,91	119	114
2	0,87	0,75	0,93	132	117
3	2,08	0,80	0,95	141	119
4	0,94 м/с	0,65	0,90	115	113

Таблица 2

№ п/п	$\delta''_{зад}$	$P(T''_{01}, \delta''_{зад})$	$P(T''_{01}, 2\delta''_{зад})$	T''_{02} мин, $P=0,68$	T''_{02} мин, $P=0,95$
1	0°,15	0,67	0,91	118	114
2	0,71	0,62	0,88	109	110
3	1,26	0,60	0,86	106	105
4	0,93 м/с	0,65	0,90	115	113

Как видно из таблиц, уточненные значения оптимального темпа измерений T'_{02} и T''_{02} могут заметно отличаться от значений T'_{01} и T''_{01} , найденных в соответствии с работой [1] и равных во всех случаях 120 мин, причем чаще всего последние оказываются завышенными (до 10—12%). Отсюда следует, что при стремлении более точно определить оптимальный темп измерений желательно учитывать изложенные выше соображения. Вместе с тем, имея в виду возрастающую при таком учете громоздкость вычислений и необходимость определения не только корреляционной функции, но и закона распределения гидрометеозлемента $\varphi(t)$, можно на практике просто уменьшать найденную согласно [1] величину T_0 на некоторую ее долю (порядка 10%). Такой подход представляется оправданным как в силу оценочного характера самой задачи нахождения оптимального темпа измерений, так и тем, что занижение темпа измерений кажется предпочтительнее, чем его завышение.

Заметим, что обсуждение рассмотренной задачи периодически возобновляется в метеорологической и океанологической литературе. Разумеется, конкретные пути ее решения могут быть различ-

ными и отличающимися от тех, которые были предложены в работе [1] и уточнены в настоящей статье. Однако, как это легко видеть из той же работы [1], любое решение должно исходить из конкретного метода восстановления значений гидрометеоэлемента между измерениями (в более широком плане — метода обработки информации). При этом характеристики ошибок восстановления неизбежно зависят от положения рассматриваемого момента (точки) по отношению к моментам измерений, что и вызывает необходимость в предложенном в работе [1] и использованном выше усреднении (3). Поэтому, если предлагается подход либо отличающийся «универсальностью», либо не предусматривающий какой-либо специальный прием учета зависимости ошибки восстановления от положения промежуточного момента (точки) [8], его можно считать заведомо неправомерным.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лайхтман Д. Л., Коган Р. Л. Некоторые вопросы рационализации снегоъемок. Труды ГГО, вып. 108, 1960, с. 3—17.
2. Гущина М. В., Трифонова Т. С. Об изменчивости характеристик снежного покрова во времени и о выборе интервалов между снегоъемками. Труды ГГО, вып. 108, 1960, с. 26—41.
3. Гущина М. В. Изменчивость характеристик снежного покрова во времени и погрешности интерполяции их в различных районах. Труды ГГО, вып. 130, 1962, с. 11—27.
4. Плакатина Ф. И. Об уточнении методики снегомерных наблюдений в условиях Иркутского УГМС. Труды ГГО, вып. 194, 1966, с. 76—79.
5. Лайхтман Д. Л., Коланев И. Д. К обоснованию методики снегоъемок: «Метеорология и гидрология», № 8, 1966, с. 12—15.
6. Яглом А. М. Введение в теорию стационарных случайных функций. «Успехи матем. наук», т. VII, вып. 5 (51), 1952, с. 3—168.
7. Гандин Л. С. Объективный анализ метеорологических полей. Л., Гидрометеиздат, 1963, 286 с.
8. Белаяев В. И. Обработка и теоретический анализ океанографических наблюдений. Киев, «Наукова думка», 1973, 295 с.

К МЕТОДИКЕ РАСЧЕТА ВНУТРИМЕСЯЧНОЙ ИЗМЕНЧИВОСТИ ПРИЛИВНОГО ПЕРЕМЕШИВАНИЯ В СЕВЕРНОМ МОРЕ

Приливные течения, сильно развитые в Северном море, приводят к турбулентному перемешиванию прилегающих к дну слоев воды. Выравнивание характеристик в пределах перемешанного слоя, как правило, сопровождается обострением вертикальных градиентов на его верхней границе, где возникает «нижний» слой скачка, аналогичный обычному «верхнему» слою скачка, создаваемому ветровым перемешиванием. При достаточно сильном развитии поверхностного и придонного перемешанных слоев они соприкасаются, и тогда между ними наблюдается один слой скачка. В тех случаях, когда интенсивность приливного или ветрового перемешивания особенно велика, слой скачка может отсутствовать совсем.

В большинстве районов Северного моря (кроме участков вблизи Скагеррака и в районе Норвежского желоба, где значительную роль играет адвекция балтийских вод) стратификация водной толщи определяется в основном указанными причинами. В работе [4] приведены карты, на которых показано географическое положение, глубина залегания и интенсивность слоя температурного скачка в Северном море в среднем многолетнем для летних месяцев (июнь — сентябрь), когда стратификация развита достаточно заметно. В остальные месяцы термическая конвекция и штормовая погода приводят к практическому исчезновению сколько-нибудь существенной расслоенности вод. Такие карты дают среднемесячные характеристики, однако внутримесячные изменения могут быть довольно значительными. При этом приливное перемешивание, в отличие от ветрового, является регулярным процессом, интенсивность которого определяется приливной периодичностью. Можно считать, что наибольшее периодическое влияние на внутримесячную изменчивость слоя скачка должно оказывать фазовое неравенство полусуточного прилива, приводящее к значительным изменениям скорости приливных течений при переходе от квадратуры к сизигии и обратно. В ряде случаев учет этого влияния может внести существенные поправки в среднемесячную картину.

Для оценки влияния фазового неравенства на характеристики слоя скачка в работах Ганзена [2] и Дитриха [1] было использовано понятие «критического вертикального градиента плотности» ρ'_k . Используя хорошо согласующийся с наблюдениями степенной закон вертикального распределения скорости приливного течения (закон Ван-Веена) и принимая на основании данных ряда исследователей (Ричардсон, Петерсон, Свинбэнк, Шлихтинг, Прандтль, Рейнхарт, Кальдер), что критическое значение числа Ричардсона для Северного моря равно 0,5, можно получить следующее выражение [1]:

$$\rho'_k = 2,094 \frac{u_0^2}{H^2} (z/H)^{-1,6}. \quad (1)$$

Здесь u_0 — поверхностная скорость приливного течения; H — общая глубина места; z — расстояние от дна, на котором определяется критический градиент плотности ρ'_k , т. е. градиент, способный подавить турбулентность и сохраниться на данном горизонте, если поверхностная скорость не превосходит u_0 .

По формуле (1) можно вычислить вертикальное распределение величины ρ'_k , зная глубину места и поверхностную скорость приливного течения. Для этой цели был специально рассчитан и построен набор номограмм, охватывающий диапазон поверхностных скоростей от 0,5 до 3,5 узла и диапазон глубин от 0 до 200 м. С помощью этих номограмм на основании данных о приливных течениях, приведенных в атласе Загера [3], выполнено определение вертикального распределения ρ'_k для 51 узловой точки сетки, покрывающей акваторию Северного моря. Сопоставление вертикального распределения критического (ρ'_k) и фактического (ρ') градиентов плотности позволило выделить в море три основные зоны (рис. 1 и 2а).

1. Зона А с резко выраженным слоем скачка, в котором величина ρ' значительно больше, чем ρ'_k . В этой зоне турбулентность, связанная с приливными течениями, не может разрушить или сдвинуть вверх слой скачка. Влияние изменчивости приливных течений может сказываться только в нижней части слоя скачка, где значения ρ' и ρ'_k близки. Заметной регулярной внутримесячной изменчивости в стратификации нет.

2. Зона Б, где слой скачка выражен не очень резко и где значения ρ' и ρ'_k в слое скачка близки друг к другу. В этой зоне внутримесячная изменчивость приливных течений должна сказываться на интенсивности и глубине залегания слоя скачка. Если в период квадратуры величина ρ' в слое скачка меньше, чем ρ'_k для сизигии, то в период сизигии слой скачка поднимется выше, а его интенсивность изменится. При некоторых условиях придонный перемешанный слой в сизигию охватывает всю толщу воды до поверхности.

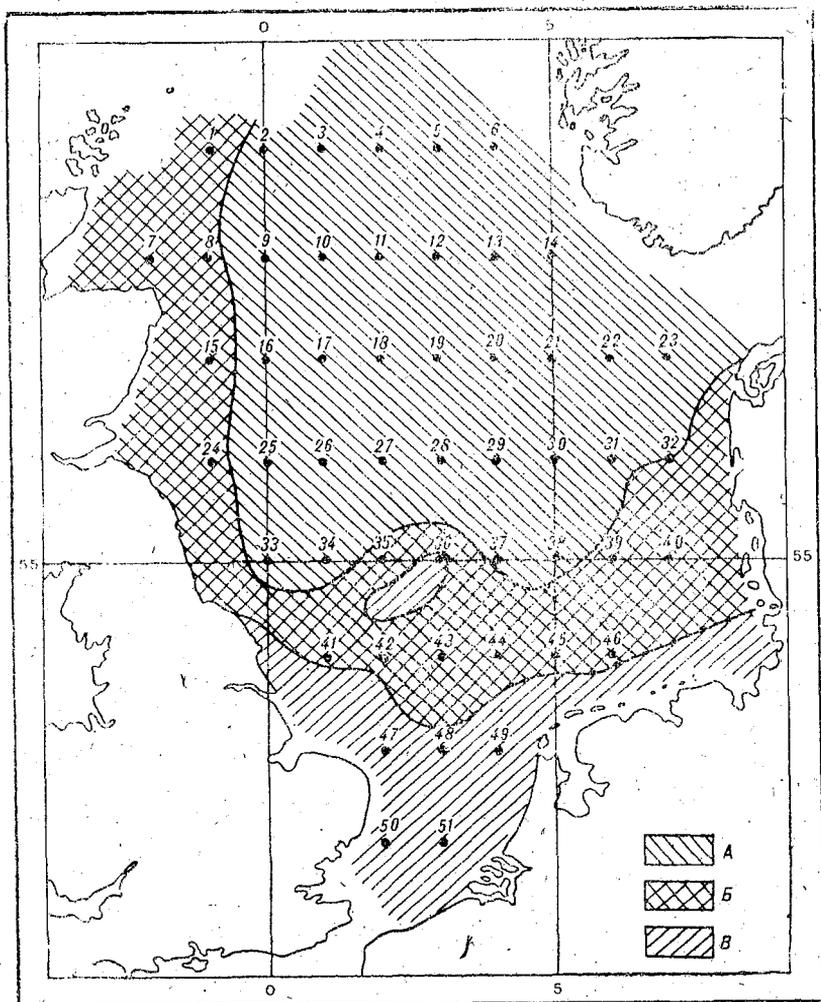


Рис. 1.

При наличии достаточного прогрета и ветрового перемешивания в период квадратуры произойдет обратный процесс: опускание слоя скачка или его возникновение. Таким образом, в этой зоне наличие тенденции к регулярной внутримесячной изменчивости картины стратификации.

3. Зона В, где слоя скачка не существует и где величины ρ_k велики на всех горизонтах как в сизигию, так и в квадратуру. В этой зоне градиенты, образующиеся в часы смены или минимума

течений, разрушаются при последующем наступлении максимальных течений даже в квадратуру. Регулярной внутримесячной изменчивости стратификации в этой зоне также нет.

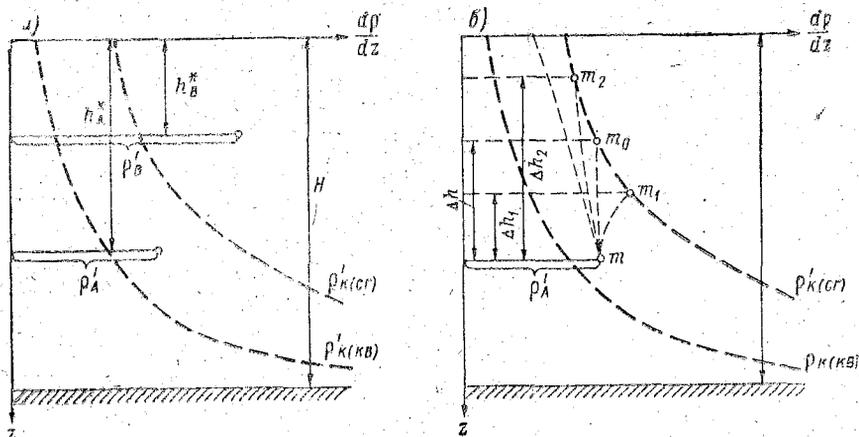


Рис. 2.

Отметим, что все сказанное о зонах А, Б и В относится к случаю одинарного слоя скачка. При наличии двойного слоя скачка все выводы о влиянии приливного перемешивания на стратификацию будут относиться к нижнему из этих слоев.

Зона Б, представляющая наибольший интерес в отношении внутримесячной изменчивости, является переходным участком между зонами А и В и имеет вид полосы шириной от 30 до 120 миль, окаймляющей зону А (см. рис. 1): Момент максимального подъема слоя скачка в зоне Б совпадает с моментом сизигии. Таким образом, фаза возникающих колебаний определяется без труда. Основное затруднение связано с определением амплитуды этих колебаний, т. е. величины подъема слоя скачка. Рассмотрим этот вопрос подробнее.

Подъем слоя скачка происходит тогда, когда ρ'_k на горизонте ядра слоя скачка становится больше, чем фактический градиент ρ' . В процессе подъема слой скачка перемещается в область меньших значений ρ'_k и подъем прекращается, если величины ρ' и ρ'_k становятся равными друг другу. При неизменности ρ' в ядре во время подъема предельная высота подъема определилась бы точкой m_0 на рис. 2б, а величина подъема была бы равна Δh .

Однако интенсивность слоя скачка при его подъеме в общем случае изменяется, причем возможно как увеличение, так и уменьшение значения ρ' в ядре. При увеличении ρ' равенство $\rho' = \rho'_k$ будет достигнуто на более глубоком горизонте (точка m_1), и величина

подъема Δh_1 будет меньше, чем Δh , а при уменьшении ρ' получим $\Delta h_2 > \Delta h$. При достаточном уменьшении ρ' придонное перемешивание может распространиться до поверхности, охватив всю толщу воды.

Знак изменения интенсивности слоя скачка при его подъеме определяется существующей в данном месте исходной картиной плотностной стратификации. Допустим, что плотностная стратификация определяется только температурой (что для Северного моря близко к действительности), и аппроксимируем типичную кривую вертикального распределения температуры ломаной линией $ABCD$

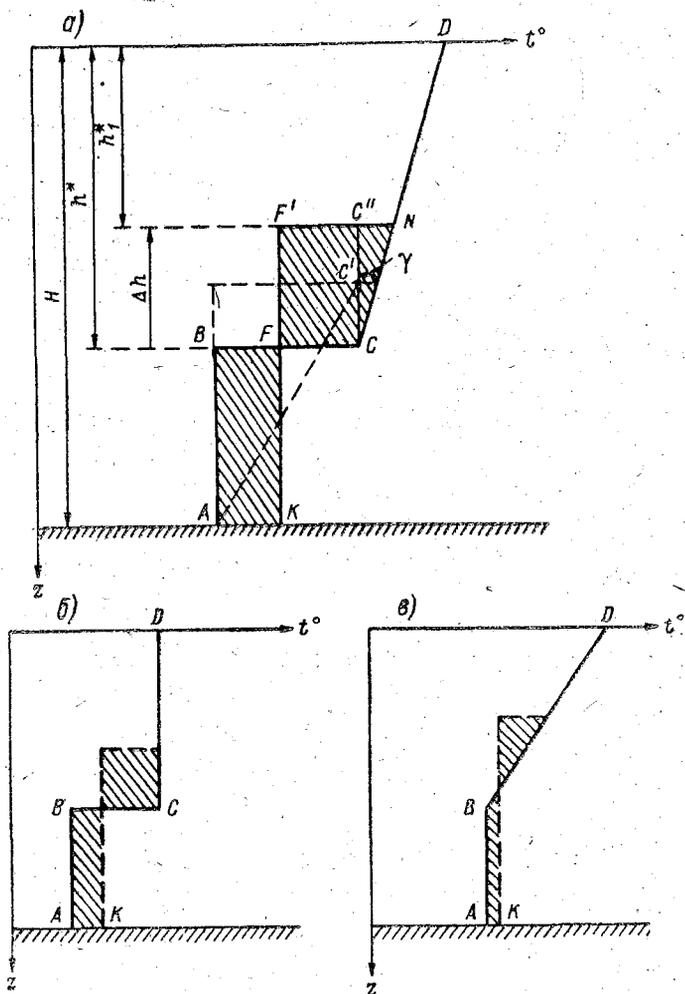


Рис. 3.

(рис. 3). Слой скачка здесь заменен поверхностью разрыва, причем его интенсивность, т. е. величина ρ' , в ядре будет пропорциональна перепаду температуры на поверхности разрыва, т. е. длине отрезка BC . Нижний перемешанный слой толщиной h однороден, а в верхнем слое толщиной h^* существует вертикальный градиент температуры $dt/dz = G = tg \alpha$. Если в результате увеличения придонной турбулентности в перемешивание будет вовлечен дополнительный слой Δh , то поверхность скачка переместится вверх на эту величину, и вертикальное распределение температуры изобразится теперь ломаной линией $KF'ND$, причем площади заштрихованных фигур $F'NCF$ и $ABFK$ должны быть равны друг другу. Перепад температуры на поверхности скачка будет теперь характеризоваться величиной отрезка $F'N$. Рассмотрим вопрос о том, при каких условиях подъем будет сопровождаться усилением, а при каких — ослаблением перепада температуры.

Обозначим перепад температуры до подъема (отрезок BC) через a , перепад температуры после подъема (отрезок $F'N$) через b , а изменение средней температуры придонного слоя за счет вовлечения в перемешивание слоя Δh через ΔT (отрезок AK). Тогда можно записать

$$b = a - \Delta T + \Delta h G. \quad (2)$$

Так как площади фигур $F'NCF$ и $ABFK$ равны, то

$$\Delta T \cdot h = (a - \Delta T) \cdot \Delta h + \frac{1}{2} (\Delta h)^2 G. \quad (3)$$

Находя отсюда ΔT и подставляя это выражение в уравнение (2), получаем

$$\begin{aligned} b &= a - \frac{a \cdot \Delta h}{h + \Delta h} + \frac{\Delta h \cdot G \left(h + \frac{\Delta h}{2} \right)}{h + \Delta h} = \\ &= a - \frac{\Delta h \left[a - G \left(h + \frac{\Delta h}{2} \right) \right]}{h + \Delta h}. \end{aligned} \quad (4)$$

Перепад температур будет оставаться неизменным ($b = a$), когда второй член в правой части формулы (4) равен нулю. Отсюда имеем значение «нейтрального» градиента температуры G' в пределах вовлекаемого в перемешивание слоя Δh :

$$G' = \frac{a}{h + \frac{\Delta h}{2}}. \quad (5)$$

Если $G < G'$, то перепад на поверхности скачка будет уменьшаться, а если $G > G'$, то этот перепад будет расти при подъеме поверх-

ности скачка. Этот вопрос качественно легко решить, сопоставляя на глаз наклон линии NC и гипотенузы AC прямоугольного треугольника, имеющего катеты a и $h + \frac{\Delta h}{2}$. Например, в случае, показанном на рис. 3а, наклон гипотенузы больше, чем наклон линии NC , т. е. подъем слоя скачка будет сопровождаться ослаблением перепада температуры в его ядре.

В некоторых случаях вертикальное распределение температуры в Северном море достаточно близко аппроксимируется ломаными линиями, показанными на рис. 3б и 3в. Поскольку в первом из этих

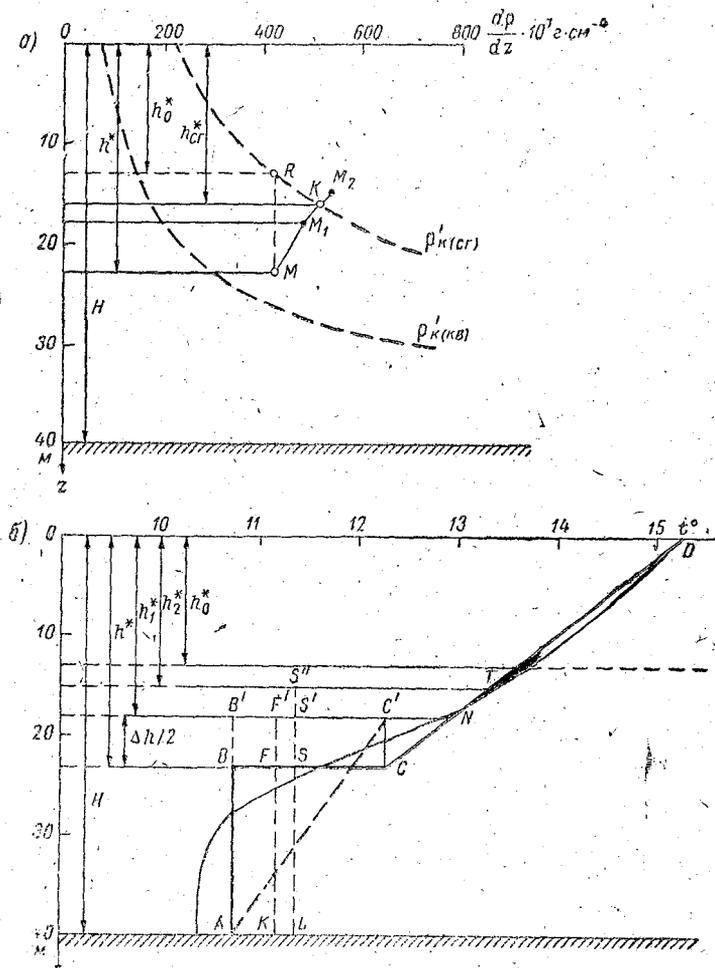


Рис. 4.

случаев $G=0$, а во втором $a=0$, то из общего выражения (4) получаем для них соответственно:

$$b_6 = a - \frac{a \cdot \Delta h}{h + \Delta h}; \quad b_7 = \frac{\Delta h \cdot G \left(h + \frac{\Delta h}{2} \right)}{h + \Delta h}, \quad (6)$$

т. е. перепад температуры в первом случае всегда уменьшается, а во втором случае, возникает и затем растет при увеличении мощности придонного перемешанного слоя.

Отметим, что в случае, когда существует заметная изменчивость солености по вертикали, все высказанные соображения следует относить к кривым вертикального распределения не температуры, а плотности.

На рис. 4 показан пример расчета подъема слоя скачка при переходе от квадратуры к сизигии в точке № 39 ($\varphi=55^\circ$ с. ш., $\lambda=06^\circ$ в. д.), общая глубина в которой равна 40 м. Типичный июльский профиль температуры показан на рисунке плавной тонкой линией. С помощью [3] находим для этой точки $u_{сг}=40,6$ см/с и $u_{кв}=24,4$ см/с, и с помощью формулы (1) или специальной номограммы рассчитываем вертикальное распределение $\rho'_{к(сг)}$ и $\rho'_{к(кв)}$. Максимальный градиент температуры равен 0,21 град/м и расположен на глубине $h^*=23$ м. Аппроксимируем профиль температуры ломаной линией $ABCD$, помещая поверхность разрыва на глубине h^* и соблюдая условие сохранения теплосодержания на данной вертикали. Далее вычисляем подъем ядра слоя скачка шаг за шагом. Взяв $\Delta h_1=5$ м, подбираем вертикальную линию $F'K$ так, чтобы площади фигур $ABFK$ и $FF'NC$ были равны. Новое положение поверхности скачка оказывается на горизонте h_1^* . Соответствующая точка M_1 на рис. 4а все еще лежит ниже линии сизигийных значений ρ'_k , следовательно, подъем ядра будет продолжаться. Принимаем $\Delta h_2=3$ м и аналогичным путем находим новое распределение температуры. Соответствующая значениям h_2^* и ρ'_2 точка M_2 оказывается теперь выше линии сизигийных значений ρ'_k : Интерполируя, определяем точку K , которая и будет характеризовать глубину залегания и интенсивность слоя скачка в сизигию. Таким образом, окончательно получаем, что подъем слоя скачка над средним положением в сизигию составляет 7 м, а градиент плотности в ядре возрастает при этом на $0,9 \cdot 10^{-4}$ г/см⁴ (от $4,2 \cdot 10^{-4}$ до $5,1 \cdot 10^{-4}$ г/см⁴).

ЛИТЕРАТУРА

1. Dietrich G. Einfluss der Gezeitenstromturbulenz auf die hydrographische Schichtung der Nordsee. Archiv für Met., Geophys. und Bioklim., Ser. A, Band 7. Wien, 1954, S. 391—405.

2. Hansen W. Gezeitenströme im Englischen Kanal. Deutsche Hydrographische Zeitschrift, Band 3, Heft 3/4. Hamburg, 1950, S. 169—183.

3. Sager G. Atlas der Elemente des Tidenhubs und der Gezeitenströme für die Nordsee, den Kanal und die Irische See. Rostock, 1963, S. 1—45.

4. Tomczak G., Goedecke E. Die thermische Schichtung der Nordsee auf Grund des mittleren Jahresganges der Temperatur in $1/2^\circ$ — und 1° — Feldern. Ergänzungsheft zur Deutschen Hydrographischen Zeitschrift, Reihe B (4^o), № 8. Hamburg, 1964, S. 1—182.

ПОЛЕ ТОЧЕЧНОГО ГАРМОНИЧЕСКОГО ИСТОЧНИКА В СЛОИСТО-НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

Практические потребности исследования, освоения и использования ресурсов Мирового океана привели к быстрому развитию гидроакустики [1, 9]. Одним из основных параметров гидроакустических средств, работающих в морской среде, является дальность действия, которая в значительной степени зависит от района океана; сезона года и даже времени суток [2]. Причем фактическая дальность действия гидроакустической аппаратуры в реальных условиях может оказаться существенно меньше или заметно больше энергетической дальности, указываемой в технических данных прибора или получаемой расчетным путем [3].

Основной причиной такого изменения дальности действия гидроакустической аппаратуры является пространственно-временная изменчивость поля скорости звука, которая определяется изменчивостью полей температуры, солености и гидростатического давления. Кроме этого, изменения дальности связаны с изменениями отражающих и рассеивающих свойств поверхности и дна моря.

Знание аномалии распространения звука в море позволяет океанологам достаточно просто оценить ожидаемые величины изменения дальности действия гидроакустических океанографических приборов, а также определить степень влияния на эти изменения океанографических факторов среды, поверхности и дна океана. Такие оценки, выполненные океанологами, будут важны для определения особенностей работы в море разнообразной гидроакустической аппаратуры.

В работах [4, 5] предложена методика выбора технических параметров гидроакустических океанографических приборов с использованием многофакторного анализа. Методика обеспечивает определение энергетической дальности действия приборов в однородной безграничной среде. Основной ее недостаток — невозможность учета рефракции акустических лучей и отражающих свойств границ, т. е. самых основных акустических особенностей районов океана.

Наиболее важной характеристикой слоисто-неоднородной морской среды в акустическом отношении является аномалия распро-

странения [2, 3], которая учитывает все основные особенности изменения энергии гидроакустических сигналов с расстоянием: Для точечного источника звука и среды с плоскопараллельными слоями, имеющими постоянные вертикальные градиенты скорости звука, аномалия распространения рассчитывается по формуле

$$A_j(r_j) = \sum_{k=0}^N F(r_j, \varphi_{ik}) W^n(\varphi_{пк}) V^m(\varphi_{лк}), \quad (1)$$

где r — расстояние, F — фактор фокусировки акустической энергии по лучу; φ_i — угол выхода луча из источника; k — количество лучей, проходящих в точку приема; W — коэффициент отражения звука поверхностью моря; n — количество отражений луча от поверхности моря; V — коэффициент отражения звука дном; m — количество отражений луча от дна моря; $\varphi_{пк}$ и $\varphi_{лк}$ — углы скольжения луча у поверхности и дна.

Лучи, распространяющиеся от источника звука к приемнику, испытывают обычно многократные отражения от поверхности моря и дна. Число этих отражений зависит от угла $\varphi_{ик}$, характера вертикального распределения скорости звука, глубины источника и приемника и расстояния между ними.

Значение фактора фокусировки F , показывающее отношение интенсивности сигнала в неоднородной среде к интенсивности сигнала в однородной среде на том же расстоянии r_i , вычисляется по формуле

$$F(r_j, \varphi_{ик}) = \frac{[r_j^2 + (z_i - z_p)^2] \cos \varphi_{ик}}{r_j \left| \frac{\partial r}{\partial \varphi} \right|_{\varphi=\varphi_{пк}} \sin \varphi_{пк}}, \quad (2)$$

где z_p — горизонт (глубина) погружения приемника; z_i — горизонт (глубина погружения) излучателя; $\varphi_{пк}$ — угол прихода луча к приемнику. Расчет по формуле (2) выполняется в конечных разностях.

Коэффициент отражения от поверхности $W = W(f, h(B), \varphi_{пк})$ представляет собой функцию частоты излучаемого сигнала f , высоты волнения $h(B)$, где B — состояние моря в баллах, и угла прихода луча к поверхности $\varphi_{пк}$. Порядок его определения изложен в работах [1—3].

Коэффициент отражения от дна $V = V(f, \varphi_{лк})$ задается таблично. Он является предметом специальных исследований океанологов и специалистов по акустике океана [1—3]. По причине слабой изученности дна Мирового океана в акустическом отношении сведения о коэффициентах отражения звука при малых углах скольжения дном встречаются редко [1—3].

Графики аномалии распространения звука позволяют наиболее просто сравнить различные районы океана в акустическом отношении. Они позволяют предварительно оценить степень ожидаемого

увеличения или уменьшения дальности действия гидроакустических приборов в реальных морских условиях не только в качественном, но и в количественном выражении.

Для вычисления графика аномалии по формулам (1) и (2) необходима следующая исходная информация: 1) вертикальное распределение скорости звука от поверхности до дна моря, с установленными значениями на выбранных горизонтах; 2) состояние поверхности моря в баллах; 3) величины коэффициентов отражения от дна в функции угла скольжения; 4) горизонты источника и приемника звука; 5) частота излучаемого гидроакустического сигнала.

График аномалии распространения характеризует район океана в акустическом отношении только для выбранных горизонтов излучения (z_i) и приема (z_p) сигналов. Для других горизонтов z_i и z_p в одном и том же районе график аномалии может иметь совершенно другую форму.

Необходимо подчеркнуть, что использование численных методов для описания районов океана в акустическом отношении является весьма важным инструментом изучения условий работы гидроакустических средств океанологами [1, 9]. В акустике океана особенно успешно развиваются методы, основанные на лучевых приближениях. Разработаны алгоритмы и программы для их реализации на цифровых машинах [7, 8]. Основными недостатками этих программ являются сложности выполнения анализа и значительные затраты машинного времени.

В настоящей работе рассматривается вариант программы оперативного расчета и графического отображения значений аномалии распространения гидроакустических сигналов в функции дистанции с использованием кусочно-линейной аппроксимации вертикального распределения скорости звука.

Программа основана на вычислении выражения (1); она составлена на α -языке (расширенный вариант АЛГОЛ-60) для ЭВМ типа М-220 и состоит из двух основных блоков «Аномалия» и «Граф».

Блок программы «Аномалия» содержит описание пяти процедур, с помощью которых реализуется ввод и компактная кодировка исходной информации, классификация типов акустических лучей, проходящих на горизонт приемника z_p при заданном горизонте излучения z_i , а также определение необходимых параметров лучей. Программа «Аномалия» производит расчет суммарного значения аномалии $A_j(r_j)$ по формуле (1) на геометрической последовательности $\{r_j\}$ с последующей ее записью в память машины. Причем

$$r_j : \{ r_{j+1} = ar_j, \quad j = \overline{1, s} \};$$

$$a = \begin{cases} 1,1 & \text{при } r_{j+1} < 20, \quad r_1 = 0,5, \\ 1,02 & \text{при } r_{j+1} > 20, \quad r_s \leq 100. \end{cases} \quad (3)$$

Блок программы «Граф» содержит описание двух процедур, реализующих гладкую интерполяцию рассчитанных величин и их

графическое изображение. Подпрограмма интерполяции определяет наилучшее приближение табличной функции $A_j(r_j)$ в классе кусочно-полиномиальных функций, удовлетворяющих условиям: на каждом интервале $r \in [r_j, r_{j+1}]$

$$A(r) = \sum_{t=0}^3 c_t^{(j)} (r-r_j)^t; \quad (4)$$

$$A(r) \in c^{(2)}. \quad (5)$$

С помощью функции (5) образуется новый массив значений аномалии распространения $A_n(r_n)$ на равномерной сетке

$$r_n = \{r, r_1 + (n-1) \Delta r \leq r < r_1 + n \Delta r\}, \quad n=1, \frac{r-r_1}{\Delta r}. \quad (6)$$

Программа «Граф» представляет собой процедуру построения графика аномалии на автоматическом цифровом программирующем устройстве (АЦПУ). Процедурой предусмотрено построение не более 6 графиков $A_n(r_n)$ на одном формате (бланке). Формат бланка может быть задан заранее при вводе исходной информации с учетом следующих соотношений.

1. По оси абсцисс размер

$$N = E \left(\frac{r_s - 0,5}{\Delta r} \right) + 2 \leq 250, \quad (7)$$

где $E(x)$ — целая часть x ; Δr (км) — величина шага по дистанции между двумя соседними точками на графике; r_s (км) — предельная дистанция.

2. По оси ординат размер

$$K = E \left(\frac{M(A) - m(A)}{\Delta A} \right) + 5 \leq 126, \quad (8)$$

где $M(A)$ и $m(A)$ — максимальные и минимальные значения аномалии на формате бланка в дБ; ΔA — цена деления по оси ординат в дБ, причем K не должно превышать 126.

Для удобства пользования графиком величины Δr , r_s , $M(A)$, $m(A)$ и ΔA следует задавать кратными 0,5. Первое значение величины аномалии на графике в рассматриваемом варианте соответствует начальной дистанции $r_1 = 0,5$ км.

Расчет аномалии

Исходная информация готовится в соответствии с табл. 1 и 2 и пробивается на перфокартах в десятичной системе. Весь объем данных заключается в условные скобки, обозначаемые числом 0.999.999.990. Затем пробивается служебная группа: число, месяц, год; номер исходных данных; число вариантов расчета и контрольная сумма (табл. 3).

Описание исходной информации

№ п/п	Наименование величины	Условное обозначение	Размерность	Кодовое обозначение	Примечания
1	2	3	4	5	6
1	Глубины горизонтов	z_j	м	1 ÷ 15	$z_1 = 0$; z_{nc} — глубина моря; $z_{nc} < 6000$
2	Значение скорости звука на j -м горизонте	c_j	м/с	16 ÷ 30	Запрещается задавать слои с $c_z = 0$; $1400 \leq c_j \leq 1600$
3	Количество значений $c_j(z_j)$	n_c	—	31	$3 \leq n_c \leq 15$
4	Угол скольжения	φ_j	град.	32 ÷ 39	$\varphi_j \leq 80$
5	Коэффициент отражения от дна при угле скольжения φ_j	V_j	—	40 ÷ 47	$V_j \leq 1$; коэф. отражения задаются по давлению. Необходимо задавать все восемь пар $V_j(\varphi_j)$
6	Состояние поверхности моря	B_j	бал.	48 ÷ 50	$B_j \leq 8$; по стандартной шкале
7	Количество значений B_j	n_1	—	51	$1 \leq n_1 \leq 3$
8	Горизонт источника	z_{ij}	м	52 ÷ 56	$z_1 < z_{ij} < z_{nc}$
9	Горизонт приемника	z_{pj}	м	57 ÷ 61	$z_1 < z_{pj} < z_{nc}$; $z_{pj} \neq z_{ij}$
10	Количество парных горизонтов z_{ij} и z_{pj}	n_2	—	62	$1 \leq n_2 \leq 5$
11	Излучаемая частота	f_j	кГц	63 ÷ 65	$0,5 \leq f_j \leq 50$
12	Количество частот f_j	n_3	—	66	$1 \leq n_3 \leq 3$
13	Предельная дистанция	r_s	км	67	$10 < r_s < 100$
14	Число точек на графике	N	—	68	$N \leq 250$
15	Шаг по дистанции на графике	Δr	км	69	—

1	2	3	4	5	6
16	Величина формата графика	K	—	70	$K \leq 125$
17	Минимальное значение аномалии	m	дБ	71	$m \geq -35$
18	Максимальное значение аномалии	M	дБ	72	$M \leq 25$

Каждый вариант начинается с условного числа 0.777.777.770 и соответствующего номера. Далее попарно пробиваются кодовые обозначения (J) и численные значения величин (l_j^k), задаваемых при решении этого варианта. Порядок записи парных величин может быть произвольным. Графическое представление результатов осуществляется только при условии задания в каждом решаемом варианте не более шести переборных величин j ; z_i и z_p ; Б (табл. 4).

Исходные данные первого варианта задаются в виде изменений по отношению к величинам контрольной задачи (см. табл. 2). Для контрольного варианта $\vec{L}_t = (l_1^t, \dots, l_j^t, \dots, l_{72}^t)$ и исходной информации $\vec{L}_{k=1} = (\dots, l_j^1, \dots)$ результат будет иметь вид

$$\vec{J}_{k=1} = \vec{L}_1 \cdot \vec{L}_t = (l_1^1, \dots, l_j^1, \dots, l_{72}^1).$$

В ЭВМ будут вводиться сведения, являющиеся результатом наложения \vec{L}_1 на \vec{L}_t , полностью обеспечивающим решение первого варианта \vec{J}_1 . Информация для второго и последующих вариантов $\vec{J}_{k>2}$ формируется в виде изменений относительно первого варианта:

$\vec{J}_{k>2} = L_k \cdot J_1$. Если же в исходных данных не задана какая-либо величина, то при решении соответствующего варианта будет использоваться запись этой величины в контрольной задаче.

Операция композиции исходной информации по каждому решаемому варианту $\vec{J}_{k>2}$ сохраняет информацию первого варианта \vec{J}_1 , если следующий вариант не содержит новых данных. Когда последующий вариант содержит новые данные, старая информация затирается.

<u>1</u> z_1	0	<u>13</u> z_{13}	0	<u>25</u> c_{10}	1504,0
<u>2</u> z_2	30	<u>14</u> z_{14}	0	<u>26</u> c_{11}	0
<u>3</u> z_3	34	<u>15</u> z_{15}	0	<u>27</u> c_{12}	0
<u>4</u> z_4	40	<u>16</u> c_1	1467,5	<u>28</u> c_{13}	0
<u>5</u> z_5	45	<u>17</u> c_2	1468,0	<u>29</u> c_{14}	0
<u>6</u> z_6	60	<u>18</u> c_3	1467,6	<u>30</u> c_{15}	0
<u>7</u> z_7	100	<u>19</u> c_4	1466,2	<u>31</u> n_c	10
<u>8</u> z_8	200	<u>20</u> c_5	1464,8	<u>32</u> φ_1	3
<u>9</u> z_9	500	<u>21</u> c_6	1462,6	<u>33</u> φ_2	7
<u>10</u> z_{10}	1800	<u>22</u> c_7	1465,6	<u>34</u> φ_3	10
<u>11</u> z_{11}	0	<u>23</u> c_8	1468,4	<u>35</u> φ_4	14
<u>12</u> z_{12}	0	<u>24</u> c_9	1479,5	<u>36</u> φ_5	25

Таблица 2*

программы

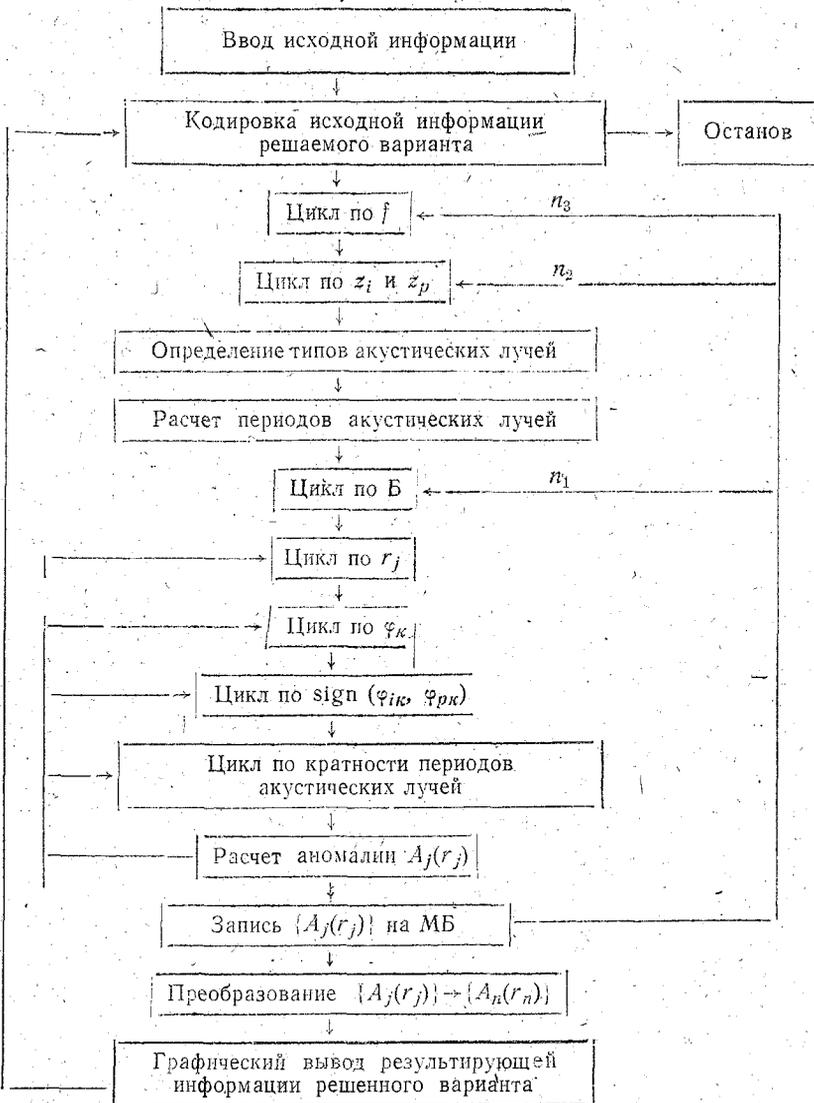
37 φ_6	40	49 B_2	0	61 z_{p5}	0
38 φ_7	50	50 B_3	0	62 n_2	2
39 φ_8	60	51 n_1	1	63 f_1	8
40 V_1	0,45	52 z_{i1}	5	64 f_2	0
41 V_2	0,37	53 z_{i2}	5	65 f_3	0
42 V_3	0,32	54 z_{i3}	0	66 n_3	1
43 V_4	0,26	55 z_{i4}	0	67 r_s	100
44 V_5	0,22	56 z_{i5}	0	68 N	101
45 V_6	0,25	57 z_{p1}	40	69 Δr	1
46 V_7	0,25	58 z_{p2}	250	70 K	65
47 V_8	0,25	59 z_{p3}	0	71 m	-20
48 B_1	3	60 z_{p4}	0	72 M	10

Службная группа

Таблица 3

0.999 999 990 15 11 74 1 8 KΣ	Начало Число, месяц, год Номер исходных данных Всего восемь вариантов Контрольная сумма
0.777 777 770 1	Вариант первый
$\left\{ \begin{matrix} j \\ l_j^1 \end{matrix} \right\}$	Кодовое обозначение Значение величины \vec{L}_1
0.777 777 770 к	Вариант к-й
$\left\{ \begin{matrix} j \\ l_j^k \end{matrix} \right\}$	Кодовое обозначение Значение величины \vec{L}_k
0.777 777 770 8	Вариант восьмой
$\left\{ \begin{matrix} j \\ l_j^8 \end{matrix} \right\}$	Кодовое обозначение Значение величины \vec{L}_8
0.999 999 990 KΣ	Конец Контрольная сумма

Структурная блок-схема организации решения задачи



Вводимая информация заканчивается числом 0.999.999.990 и контрольной суммой. Число всех кодов между двумя контрольными суммами не должно превышать 300.

Результат решения выдается на АЦПУ в виде графика, где по оси абсцисс откладываются значения расстояний, а по оси ординат значения $10 \lg A(r)$. На эту же ленту в цифровом виде выводится на печать служебная группа из четырех чисел и информация L каждого решаемого варианта. Под условным числом 0.888.888.880 указывается количество переборов в решаемом варианте по циклам $n_1 \{f; z_i; z_p; B\}$.

При построении кривых, число которых не должно превышать шести, используются следующие символы:

- 1) $\{f, z_i, z_p, B\} \rightarrow *$;
- 2) $\{f, z_i, z_p, B\} \rightarrow \times$;
- 3) $\{f, z_i, z_p, B\} \rightarrow +$;
- 4) $\{f, z_i, z_p, B\} \rightarrow \circ$;
- 5) $\{f, z_i, z_p, B\} \rightarrow \neq$;
- 6) $\{f, z_i, z_p, B\} \rightarrow \ominus$.

Если значения двух различных графиков в какой-то точке совпадают, то на ленте будет напечатан только один (любой) из символов АЦПУ.

На ленте производится также печать значений масштаба и цены деления графика по оси ординат (m , дБ; M , дБ; ΔA , дБ). Начальная дистанция по оси абсцисс составляет 0,5 км, а шаг по дистанции указывается в исходных данных.

Использование графика аномалии

На рис. 1 приведены результаты расчетов на ЭЦВМ по рассмотренной программе аномалии распространения для двух различных горизонтов приемника (объекта). Как видно из графиков, при одних и тех же гидроакустических характеристиках среды положение приемника по глубине существенно изменяет условия, в которых сигнал распространяется от источника. В результате этого на одном и том же расстоянии от источника (например, 6 км) его уровень (в данном примере) может различаться на 10—15 дБ.

Для определения ожидаемой дальности действия конкретного прибора выполняется следующее (рис. 2). Проводится линия убывания интенсивности сигнала в однородной среде без поглощения (кривая 3). Строится график убывания интенсивности сигнала в однородной среде с поглощением (кривая 4). С использованием рассчитанного на ЭВМ графика аномалии (рис. 1) определяются значения убывания интенсивности сигнала с расстоянием в слоисто-неоднородной среде (кривые 1 и 2 на рис. 2). Ожидаемая дальность находится следующим образом. Из паспорта или технического опи-

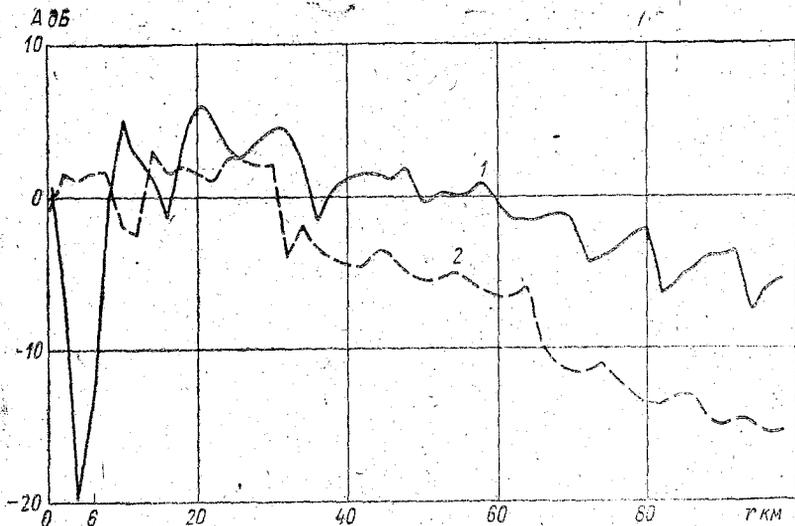


Рис. 1. График аномалии распространения звука для двух горизонтов приемника: 1—50 м; 2—150 м.

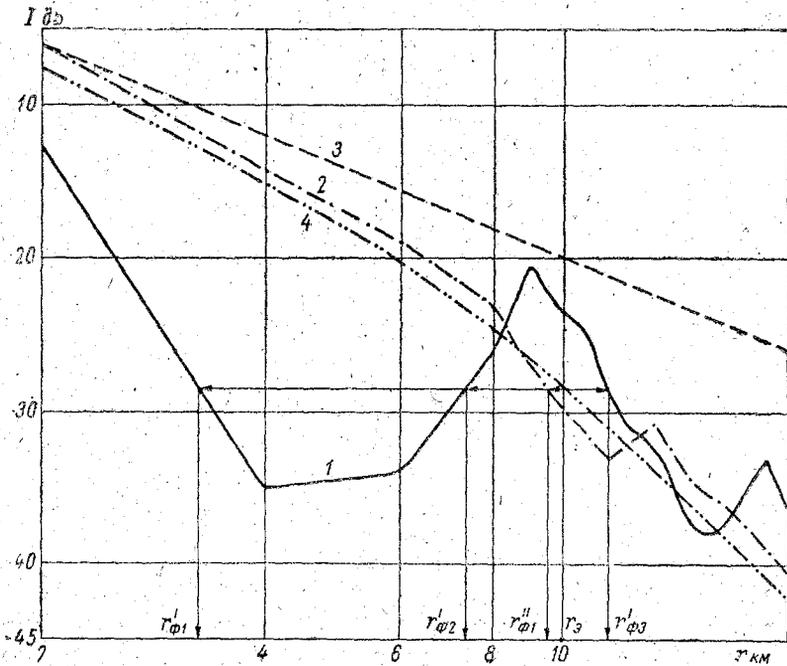


Рис. 2. Определение ожидаемой дальности действия гидроакустической аппаратуры: 1 — убывание интенсивности сигнала с расстоянием на горизонте 1; 2 — на горизонте 2; 3 — сферический закон; 4 — сферический закон с поглощением.

сания находится энергетическая дальность r_0 . Она может также определяться путем расчета [5]. Значение энергетической дальности наносится на ось абсцисс (рис. 2).

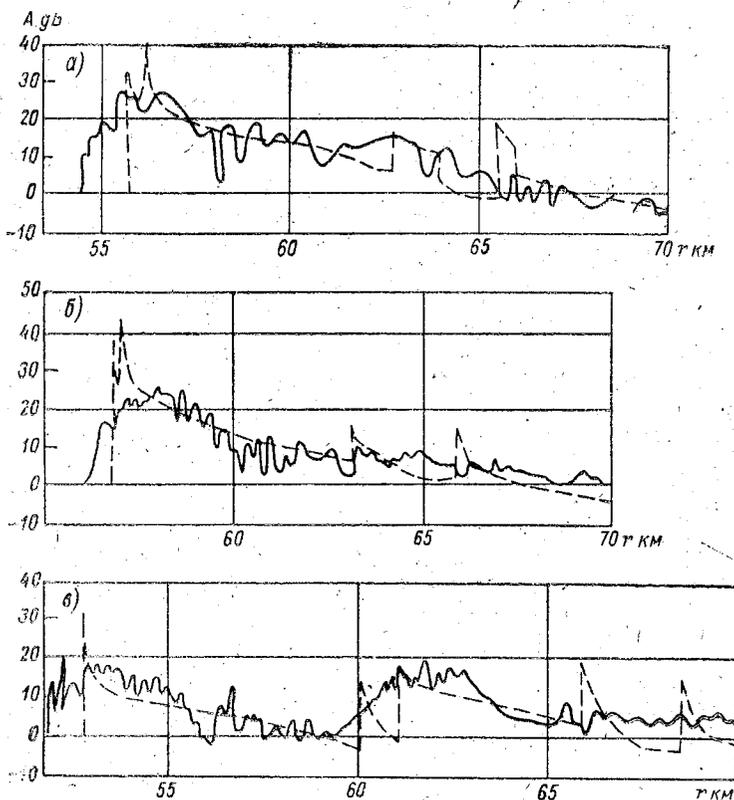


Рис. 3. Сравнение результатов расчетов и измерений на больших расстояниях: а — частота 1,2 кГц, горизонт 150 м; б — частота 5 кГц, горизонт 150 м; в — частота 5 кГц, горизонт 810 м; сплошная кривая — усредненная экспериментальная зависимость; пунктирная кривая — результаты расчетов по лучевой теории.

Из точки r_0 восстанавливается перпендикуляр до пересечения с кривой 4, а затем из точки пересечения проводится линия, параллельная оси абсцисс. Точки пересечения этой линии с кривыми 1 (или 2) дают значения фактических дальностей $r_{\text{фi}}$.

Операции построения графиков интенсивности и выбора значения $r_{\text{фi}}$ в зависимости от величины r_0 могут выполняться и на вычислительных машинах.

Использование ЭВМ позволяет существенно повысить точность расчетов в рамках используемой модели слоисто-неоднородной морской среды. Результаты сравнения теории и эксперимента

опубликованы в отечественной [1, 3, 7] и зарубежной [2, 9, 10] литературе. Анализ этих материалов дает основание сказать, что модель среды с плоскопараллельными слоями и плоскопараллельными отражающими границами, а также методы расчета параметров акустического поля по лучевой теории удовлетворяют требованиям определения ожидаемой дальности действия судовых гидроакустических средств.

Для подтверждения этого факта приведем только два достаточно типичных примера из отечественных (рис. 3) и иностранных (рис. 4) источников [1, 10]. На рис. 3 представлены усредненные экспериментальные зависимости $A(r)$ для частот 1, 2 и 5 кГц. Расхождение между расчетными и экспериментальными данными положения границ зоны акустической освещенности в данном случае равно приблизительно 1 км, что составляет 2% от расстояния.

Расхождения порядка нескольких процентов по дальности наблюдаются в первой и последующих зонах акустической освещен-

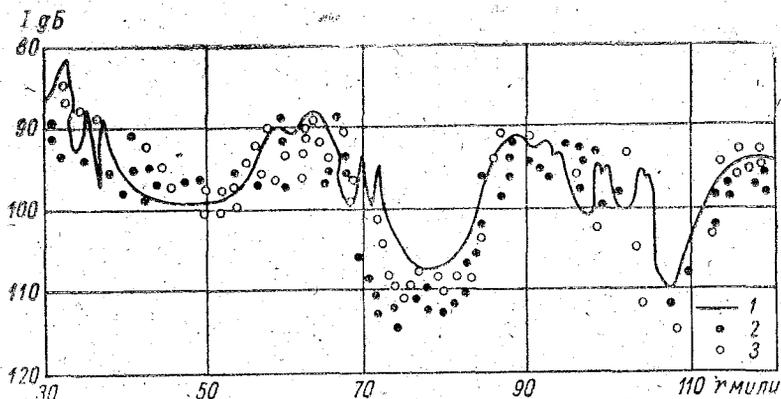


Рис. 4. Сравнение результатов расчетов и измерений на больших расстояниях: 1 — данные расчетов; 2 — результаты измерений при удалении судов; 3 — результаты измерений при сближении судов.

ности на рис. 4. Отклонения расчетных и экспериментальных уровней сигналов в осредненном виде составляют единицы децибел. Подобные величины упоминаются в фундаментальных работах [1, 3, 9] и в отдельных статьях [7, 10].

Таким образом, предложенная программа обеспечивает быстрое и наглядное описание районов океана в акустическом отношении. На основе рассчитанного графика аномалии, как видно из рис. 1 и 2, достаточно просто оценить знак и величину изменения ожидаемой дальности действия гидроакустической океанографической аппаратуры.

Кроме этого, предложенная программа в рамках развития акустических методов исследования океана будет служить для океанографов удобным инструментом, позволяющим быстро оценить влияние изменчивости полей температуры и солёности (скорости звука), волнения моря, глубины и других факторов на акустические параметры различных районов океана.

ЛИТЕРАТУРА

1. Акустика океана. М., «Наука», 1974, 694 с.
2. Физические основы подводной акустики. М., «Сов. радио», 1955, 740 с.
3. Сташкевич А. П. Акустика моря. Л., «Судостроение», 1966, 357 с.
4. Четверкин Е. И. К определению дальности действия гидроакустического канала связи. Труды ЛГМИ, 1969, вып. 36, с. 127—129.
5. Четверкин Е. И. Гидроакустический канал передачи информации для гидрологических буев. «Океанология», т. 13, 1973, вып. 2, с. 370—374.
6. Таранов Э. С., Тюрин А. М., Сташкевич А. П. Гидроакустические измерения в океанологии. Л., Гидрометеиздат, 1972, 324 с.
7. Физические методы исследования океана. Сб. статей. Владивосток. ДВНЦ, 1973, 194 с.
8. Вопросы динамической теории распространения сейсмических волн. Л., «Наука», 1968, сборник, т. 9; 1970, сборник, т. 10.
9. Толстой И., Клей К. С. Акустика океана. Теория и эксперимент в подводной акустике. М., «Мир», 1969, 301 с.
10. Tatro P. R., Spofford C. W. Underwater acoustic models. Ocean 73. IEEE Int. Conf. Eng. Ocean Environmental. Seattle, Washington, 1973. New York, 1973, p. 206—216.

О ПРИРОДЕ ХОЛОДНОЙ «ПЛЕНКИ» ВОДЫ НА ПОВЕРХНОСТИ МОРЯ

К настоящему времени вопрос о существовании некоторого очень тонкого слоя воды с температурой, существенно отличающейся от температуры нижележащих слоев, по-видимому, надо считать решенным. Этому в значительной мере способствовали обстоятельные экспериментальные исследования сотрудников Морского Гидрофизического института АН УССР [1, 2].

Существование такого слоя («пленки») представляется важной особенностью морской подстилающей поверхности. Так, при наличии наиболее часто встречающейся холодной «пленки» турбулентный поток тепла направлен от атмосферы к поверхности моря и в приводном слое атмосферы образуется инверсия температуры воздуха, являющаяся причиной малого по абсолютной величине значения турбулентного потока тепла по сравнению с потоком за счет испарения. Это обстоятельство важно и с методической точки зрения. Дело в том, что при проведении градиентных наблюдений над морем температуру поверхности воды часто измеряют с помощью стандартной аппаратуры, принятой при проведении океанографических работ (забор воды, электротермометр, жестко закрепленный на корпусе судна). Результаты таких измерений не соответствуют температуре собственно поверхности моря, а представляются некоторой средней температурой слоя воды, простирающегося от поверхности до глубины проникновения заборника пробы или глубины, на которой закреплен электротермометр.

Во многих случаях измеренная так температура выше истинной температуры поверхности воды, поэтому определенная по градиентным наблюдениям небольшой интенсивности и мощности приводная инверсия температуры воздуха кажется ошибочной, поскольку измеренная разность температур воды и воздуха положительная.

Знание истинного распределения температуры поверхности моря важно и для решения ряда других научных и практических задач. Например, разрушение поверхностной пленки в одном районе и ее сохранение в соседнем приводит к наличию температурного контраста, значение которого может достигать нескольких градусов, а

этого достаточно для образования атмосферной конвекции, связанной термической неоднородности подстилающей поверхности. С другой стороны, образовавшийся так температурный контраст, будучи зафиксирован аппаратурой тепловой съемки (в том числе и спутниковой), может быть принят за район подъема глубинных вод на поверхность, благоприятный для рыбного промысла, хотя в данном случае он этими качествами не обладает. Из приведенных примеров ясно, что знание термических особенностей тонкого поверхностного слоя воды (пленки) необходимо как с научной, так и с практической точки зрения.

Несмотря на это даже в крупных океанографических экспедициях соответствующие измерения не проводятся. Этим, вероятно, объясняется и то, что и на вопросы происхождения «пленки» до сих пор не существует однозначного ответа. В то же время такой ответ мог бы быть полезен хотя бы для качественной оценки состояния.

Интересный анализ этого вопроса содержится в работах М. П. Тимофеева и С. П. Малевского-Малевича [3, 4]. Однако выводы из этого анализа не проверены на результатах конкретных измерений, поэтому влияние эффективного излучения представляется переоцененным. В работе И. М. Безуглого [5], излагающей данные вычислений температуры поверхности моря по результатам градиентных измерений упругости водяных паров над северной частью Атлантического океана, существование термической «пленки» связывается только с испарением с поверхности океана и конденсацией воды на ней. В настоящей статье излагаются результаты сравнения рассчитанных потерь тепла поверхности океана за счет испарения и эффективного излучения, что позволяет оценить вклад каждого из процессов в образование холодной поверхностной «пленки».

Для вычисления скорости испарения использована формула В. В. Шулейкина [6]:

$$E = a (e_s - e) v, \quad (1)$$

где E — скорость испарения в миллиграммах в минуту на 1 см^2 ; e_s — насыщающая упругость водяных паров, вычисленная по температуре воды; e — упругость водяных паров в воздухе в мм Нг (относилась к высоте 1 м над водой, как и скорость ветра); v — скорость ветра в м/с; a — числовой коэффициент.

Эффективное излучение вычислялось по известной эмпирической формуле Онгстрема, заимствованной из уже упоминавшейся книги В. В. Шулейкина вместе с коэффициентами C_L :

$$Q_{\text{эф}} = (1 - C_L n_L) 7,4 \cdot 10^{-11} T^4 (0,255 + 0,32 \cdot 10^{-0,069e}), \quad (2)$$

где $Q_{\text{эф}}$ — эффективное излучение поверхности моря в кал/см² мин; e — упругость водяных паров в мбар; T — температура поверхности моря; n_L — количество нижней облачности в десятых долях единицы; C_L — множитель, учитывающий влияние облачности нижнего яруса.

Таблица 1

Величины потоков тепла за счет испарения (P_e)
и эффективного излучения $Q_{эф}$ в кал/см²мин

Время (часы, минуты)	P_e	$Q_{эф}$	$P_e + Q_{эф}$	Проценты	
				P_e	$Q_{эф}$
28 августа 1960 года					
21—05	0,094	0,178	0,272	35	65
22—10	0,956	0,197	1,153	83	17
30 августа 1960 года					
11—40	1,183	0,118	1,301	91	9
13—05	0,070	0,164	0,234	39	61
14—05	0,057	0,133	0,190	35	65
15—05	0,223	0,164	0,387	57	43
16—05	0,589	0,164	0,758	78	22
21—45	0,825	0,147	0,972	85	15
31 августа 1960 года					
12—00	0,702	0,101	0,803	83	17
13—00	0,063	0,116	0,179	35	65
14—00	0,041	0,148	0,189	21	79
15—00	0,125	0,147	0,272	46	54
20—20	0,053	0,132	0,185	27	73
1 сентября 1960 года					
16—00	1,294	0,178	1,472	88	12
17—00	1,310	0,168	1,472	89	11
18—00	0,813	0,179	0,992	82	18
21—00	1,440	0,181	1,621	89	11
2 сентября 1960 года					
14—00	0,194	0,178	0,372	52	48
15—00	0,446	0,178	0,624	71	29
16—00	0,408	0,162	0,570	72	28
17—00	0,517	0,178	0,695	74	26
23—15	0,389	0,162	0,551	74	26

В качестве исходных данных (температура воды, упругость водяного пара, скорость ветра) использованы результаты градиентных измерений, выполненных с помощью специальной судовой маяты. Измерения проводились в зоне 25—50° с. ш. северной части Атлантического океана в августе-сентябре 1960 года. В это же время определялась и облачность. Входящие в формулы (1, 2) данные о температуре воды получены с помощью обычных экспедиционных измерений, что связано с некоторыми погрешностями. Следует подчеркнуть, что это относится к обеим формулам, что является обстоятельством, благоприятным для сравнения. Для вычисления использованы данные при высоте волн, не превышающей 1,25 м. Результаты расчетов приводятся в табл. 1.

Из приведенных в табл. 1 сведений видно, что порядки величин потоков тепла за счет испарения и эффективного излучения одинаковые. Отсюда видно, что как тот, так и другой процессы могут быть причиной образования холодной пленки. В каждом конкретном случае, как правило, преобладают потоки либо за счет испарения, либо за счет эффективного излучения. Если преобладает поток за счет испарения, то общая потеря тепла поверхностью моря становится в 4—6 раз больше, чем потеря при преобладании потоков за счет эффективного излучения. Отсюда следует, что с преобладанием потока за счет испарения охлаждение поверхностного слоя становится наибольшим. Потоки за счет испарения становятся преобладающими с превышенном скоростью ветра величины 1 м/с, при меньших скоростях преобладают потоки за счет эффективного излучения. Из табл. 1 также следует, что изменчивость потока тепла за счет эффективного излучения значительно меньше, чем изменчивость соответствующего потока за счет испарения.

В рассмотренных случаях потоки за счет эффективного излучения изменялись от 0,101 до 0,198 кал/см²мин, а при безоблачной погоде — от 0,193 до 0,198 кал/см²мин. Потоки же за счет испарения изменялись в очень широких пределах — от 0,057 до 1,440 кал/см²мин и это обуславливалось главным образом скоростью ветра. При просмотре изменений тепловых потоков с поверхности моря во времени обращает на себя внимание то, что для потоков за счет испарения характерна тенденция к суточным изменениям, в то время как для потоков за счет эффективного излучения такая тенденция не проявляется.

Для анализа особенностей суточного хода теплотоков за счет испарения с поверхности моря мы не располагаем достаточным количеством данных. Следует лишь подчеркнуть, что около полудня намечается некоторый минимум. Возможно, что он связан с ослаблением испарения, вызванным действием припленочной инверсии температуры воздуха.

ЛИТЕРАТУРА

1. Андреев Е. Г., Лаворко В. С., Пивоваров А. А., Хунджа Г. Г. О вертикальном профиле температуры вблизи границы раздела море — атмосфера. «Океанология», т. 9, вып. 2, 1969.
2. Восканян А. Г., Пивоваров А. А., Хунджа Г. Г. Экспериментальные исследования температурного режима и турбулентного теплообмена в поверхностном слое моря. «Океанология», т. 10, вып. 4, 1970.
3. Тимофеев М. П., Малевский-Малевич С. П. Закономерности поверхностного слоя температуры воды. «Метеорология и гидрология», № 2, 1967.
4. Малевский-Малевич С. П. Формирование отрицательных термических градиентов вблизи водной поверхности. «Метеорология и гидрология», № 5, 1969.
5. Безуглый И. М. Экспериментальные данные об особенностях приводного слоя атмосферы. Экспресс-информация ЦНИИТИ МРХ СССР. Промысловая океанология и подводная техника, вып. 10, дополнительный, 1973.
6. Шулейкин В. В. Физика моря. Гидрометеиздат, Л., 1968.

СОДЕРЖАНИЕ

Стр.

Бурнашов В. Х. (ЛГМИ), Мерлин В. М. (ЛГМИ), Хохловский Н. В. (ЛГМИ). О точности определения истинных размеров и формы воздушных пузырьков в жидкой среде по их фотографическим изображениям	3
Бублик В. А. (ЛГМИ), Коровин В. П. (ЛГМИ). Автоматический термомобатиксметр	11
Степанюк И. А. (ЛГМИ). Метод аэрокартирования аномалий электропроводности морской воды	17
Степанюк В. А. (ЛГМИ), Сало С. А. (Северное УГМС). Исследование стабильности и выбор чувствительных элементов температуры	25
Степанюк В. А. (ЛГМИ). Термокоса для многоканальных измерений температуры морской воды	32
Степанюк И. А. (ЛГМИ), Лепский Е. А. (Гипрорыбфлот). Оценка возможности применения метода радиокип для океанологических наблюдений	39
Арбузов И. А. (ГГО им. Воейкова), Коваленко В. В. (ЛГМИ). Исследование динамических свойств гидрометрической трубки	45
Бондаренко А. Л. (ИЗМИРАН), Бычков В. С. (ИЗМИРАН), Скирко Н. Е. (ИЗМИРАН), Усенков М. М. (ЛГМИ). Метод расчета нагрузок, действующих на суда при тягуне	54
Чверткин Е. И. (ЛГМИ). Пропускная способность гидроакустического канала связи для случая однородной среды	65
Чверткин Е. И. (ЛГМИ), Чверткин И. А. Исследование системы звукоподводной связи на модели	71
Галахов В. Л. (ЛГМИ). Об одном способе аналитического расчета траектории звуковых лучей в слоисто-неоднородной гидрологической среде	77
Беляев Б. Н. (ЛГМИ). Вероятностные характеристики морских течений, необходимые для решения некоторых задач судовождения	91
Беляев Б. Н. (ЛГМИ), Свердлов А. Я. К вопросу о выборе темпа дискретных измерений гидрометеозаэлементов	99
Некрасов А. В. (ЛГМИ), Павлов В. К. (ААНИИ). К методике расчета внутримесячной изменчивости приливного перемешивания в Северном море.	107
Антонов В. А., Матвиенко В. Н., Тарасюк Ю. Ф. Поле точечного гармонического источника в слоисто-неоднородной среде	116
Безуглый И. М. (ЛГУ), Давыдов А. А. (ЛГУ). О природе холодной «пленки» на поверхности воды	130

Межведомственный сборник, вып. 59

МЕТОДЫ ОКЕАНОЛОГИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Редактор *И. Г. Максимова*

Корректор *С. А. Хянинен*

М-19794	Сдано в набор 20.1.1976 г.	Подп. к печати	9.9.1976 г.
Формат бумаги 60 x 90 ¹ / ₁₆ .		Бумага тип. № 3	Тираж 500 экз.
Объем 9,1 п. л.	Уч.-изд. л. 9,3	Зак. 47	Цена 90 к.

УДК 551.46.07/08

О точности определения истинных размеров и формы воздушных пузырьков в жидкой среде по их фотографическим изображениям. Бурнашов В. Х., Мерлин В. М., Хохловский Н. В. Межведомственный сборник, 1976, вып. 59, с. 3—10.

Изложены результаты проведенных лабораторных исследований по точности определения истинных размеров и геометрической формы фотографируемых объектов при исследовании гидродинамических явлений и процессов в жидкой среде на примере измерения диаметров воздушных пузырьков. Вводится понятие коэффициента подобия между фотографическими изображениями пузырьков и их истинной формой. Отдельно рассматривается влияние вариантов освещения пузырьков на их видимые размеры при киносъемке и фотографировании. Описывается схема эксперимента, используемая аппаратура и методика измерения. Показано, что при заданной точности измерения — 0,01 мм коэффициент подобия равен единице. Подтверждена возможность определения истинных размеров объекта по его фотографическому изображению с использованием только масштабного коэффициента.

Табл. 2. Ил. 2. Библ. 2.

УДК 551.46.087

Автоматический термобатноксиметр. Бублик В. А., Коровин В. П. Межведомственный сборник, 1976, вып. 59, с. 11—16.

Приведено описание устройства автоматического термобатноксиметра, предназначенного для непрерывного измерения температуры воды и концентрации растворенного кислорода по глубине в слое 0—200 м и одновременной регистрации этих параметров на ленте потенциометра ЭПП-09 и цифрового вольтметра ЭЦПВ-3. Зондирующее устройство опускается за борт на шестижильном кабеле РШМ-6×1,5. Разработка прибора осуществлена на кафедре МОИ ЛГМИ. Испытания прибора проходили в экспедиции ЛГМИ на лис «Церей» в северной части Атлантического океана. В статье описывается методика проведения испытаний и их результаты.

Табл. 1. Ил. 1. Библ. 5.

УДК 551.46.08

Метод аэрокартирования аномалий электропроводности морской воды. Степанюк И. А. Межведомственный сборник, 1976, вып. 59, с. 17—24.

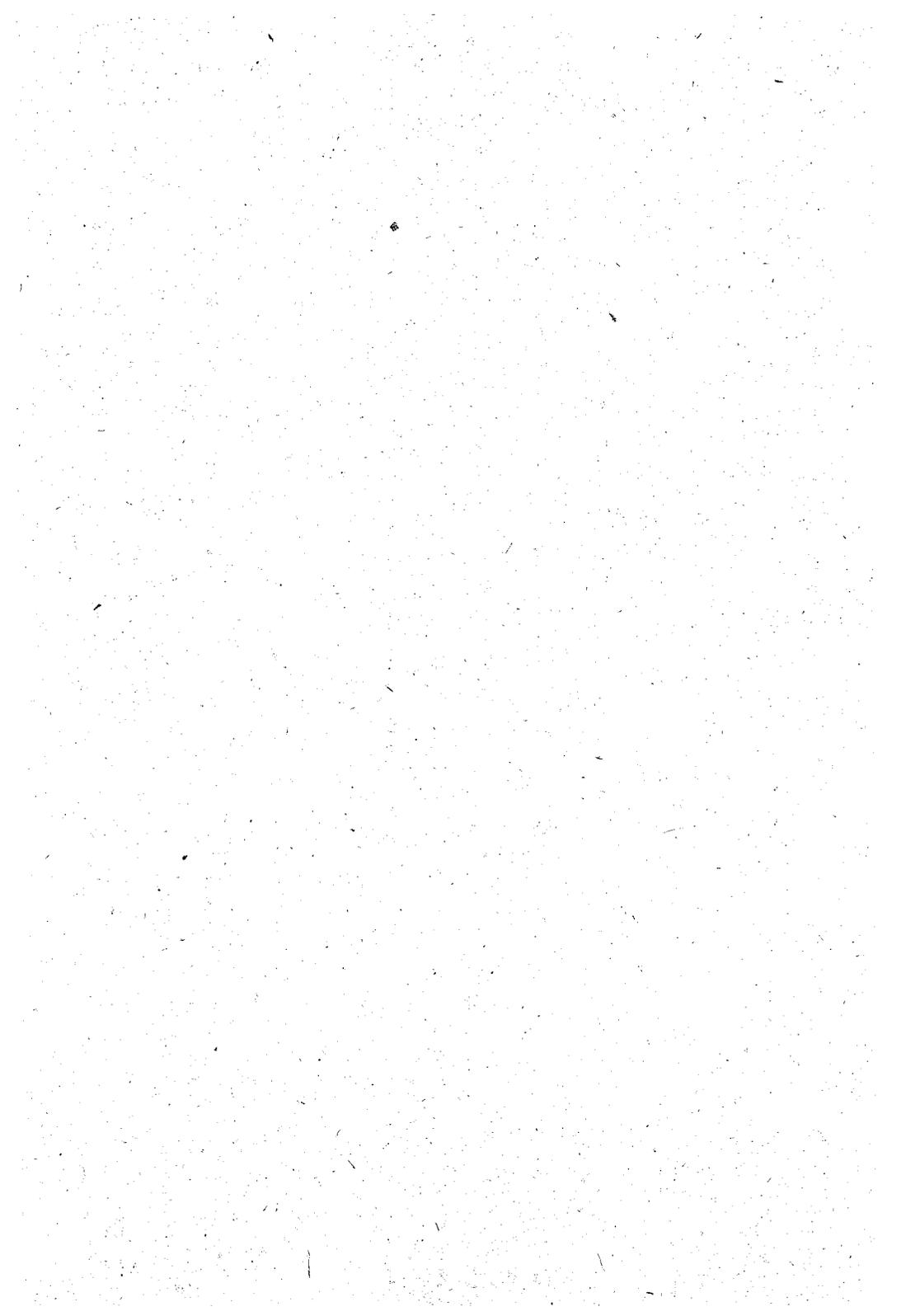
Рассматривается возможность применения полей радиовещательных станций для целей аэрокартирования горизонтальных аномалий электропроводности морской воды. Аномалии электропроводности приводят к нарушениям структуры радиополя и могут быть зафиксированы при непрерывных измерениях одной из составляющих вектора магнитной силы. Приводятся результаты натурных испытаний метода.

Ил. 3. Библ. 19.

УДК 621.398.694+551.46

Исследование стабильности и выбор чувствительных элементов температуры. Степанюк В. А., Сало С. А. Межведомственный сборник, 1976, вып. 59, с. 25—31.

Обсуждены вопросы стабильности проводящих и полупроводниковых терморезисторов; выполнены анализ и экспериментальная проверка механизмов старения полупроводниковых терморезисторов; в результате чего предложены методика эффективного искусственного старения и методика технологического отбора ста-



бильных терморезисторов, получена эмпирическая зависимость для оценки величины ухода измерительных характеристик терморезисторов в функции от рассеиваемой на них электрической мощности и времени ее воздействия.

Ил. 1. Библ. 8.

УДК 681.2.08. + 551.46.08

Термокоса для многоканальных измерений температуры морской воды. Степанюк В. А. Межведомственный сборник, 1976, вып. 59, с. 32—38.

Рассмотрены принципы и основные схемные и конструктивные решения аппаратуры для многоканальных измерений температуры, приведены технические характеристики устройства: диапазон измеряемых температур $-2 \div +25^\circ \text{C}$ с систематической погрешностью не хуже $\pm 0,05^\circ \text{C}$ при разрешающей способности $\pm 0,01^\circ \text{C}$ на глубинах до 500 м, систематическая погрешность измерения давления не хуже $\pm 2,5\%$ от верхнего значения диапазона измерения при разрешающей способности $\pm 0,01 \text{ кгс/см}^2$; общее число измерительных контейнеров температуры и давления до 15 шт., опрос контейнеров — последовательный, с периодичностью от 20 с до 60 мин; результаты измерений в натуральных значениях параметров регистрируются на цифropечатающей машине ЦПМ-2 для оперативного визуального отсчета и ленточном перфораторе ПЛ-20 в коде для непосредственного ввода в ЭВМ. Аппаратура, описанная в статье, может найти применение как при океанологических наблюдениях, так и при различных исследованиях природных и промышленных объектов.

Ил. 1. Библ. 4.

УДК 551.46.08

Оценка возможностей применения метода радиокип для океанологических наблюдений. Степанюк И. А., Лепский Е. А. Межведомственный сборник, 1976, вып. 59, с. 39—44.

Описана модель для лабораторных исследований по оценке возможностей применения метода радиокип над морским бассейном. Показано, что метод может быть с успехом использован в натуральных условиях, причем на основании лабораторных результатов оценены оптимальные условия индикации морских зон раздела электропроводности. Индикация может производиться по одной из трёх составляющих вектора магнитной силы радиополя вещательных станций.

Ил. 5. Библ. 3.

УДК 627.133

Исследование динамических свойств гидрометрической трубки. Арбузов И. А., Коваленко В. В. Межведомственный сборник, 1976, вып. 59, с. 45—53.

Рассматриваются динамические свойства гидрометрической трубки и определяются оптимальные ее параметры, при которых время переходного процесса минимально. Рассматриваются также возможные схемы реализации дифференциальных диафрагменных манометров для гидрометрических трубок.

Ил. 3. Библ. 5.



УДК 551.46.09

Метод расчета нагрузок, действующих на суда при тягуне. Бондаренко А. Л., Бычков В. С., Скибко Н. Е., Усенков М. М. Межведомственный сборник, 1976, вып. 59, с. 54—64.

В настоящее время нет единого мнения относительно механизма возникновения особо опасного явления тягуна в морских портах. В результате проведенных численных расчетов установлено, что нагрузки, возникающие вследствие наклона водной поверхности, для крупнотоннажных судов имеют величины на порядок большие, чем от воздействия на суда сейшевых течений. Показано, что подвижки судов при тягуне имеют сложный характер, обусловленный наложением собственных колебаний системы судно — швартовые и вынужденных колебаний. Составлено уравнение (нелинейное) движения судна и получены его решения численным методом для различных вариантов швартовки судов, что дает возможность наметить пути создания оптимальных вариантов швартовки судов при тягуне. Сделан вывод о возможности возникновения подвижек судов тягунного характера при воздействии на судно ветровых волн или зыби. Полученные результаты могут быть использованы в практике судовождения и гидротехнического строительства.

Ил. 3. Библ. 7.

УДК 534.88 + 551.460.18

Пропускная способность гидроакустического канала связи для случая однородной среды. Четверткин Е. И. Межведомственный сборник, 1976, вып. 59, с. 65—70.

Рассматривается пропускная способность гидроакустического канала связи как выходной параметр многофакторной системы. Результаты анализа иллюстрируются графиками. Приводятся кривые равных пропускных способностей, полученных на основе модели системы связи, описываемой уравнениями регрессии первой степени для смежных областей поверхности отклика.

Табл. 1. Ил. 2. Библ. 8.

УДК 534.88 + 551.460.18

Исследование системы звукоподводной связи на модели. Четверткин Е. И., Четверткин И. А. Межведомственный сборник, 1976, вып. 59, с. 71—76.

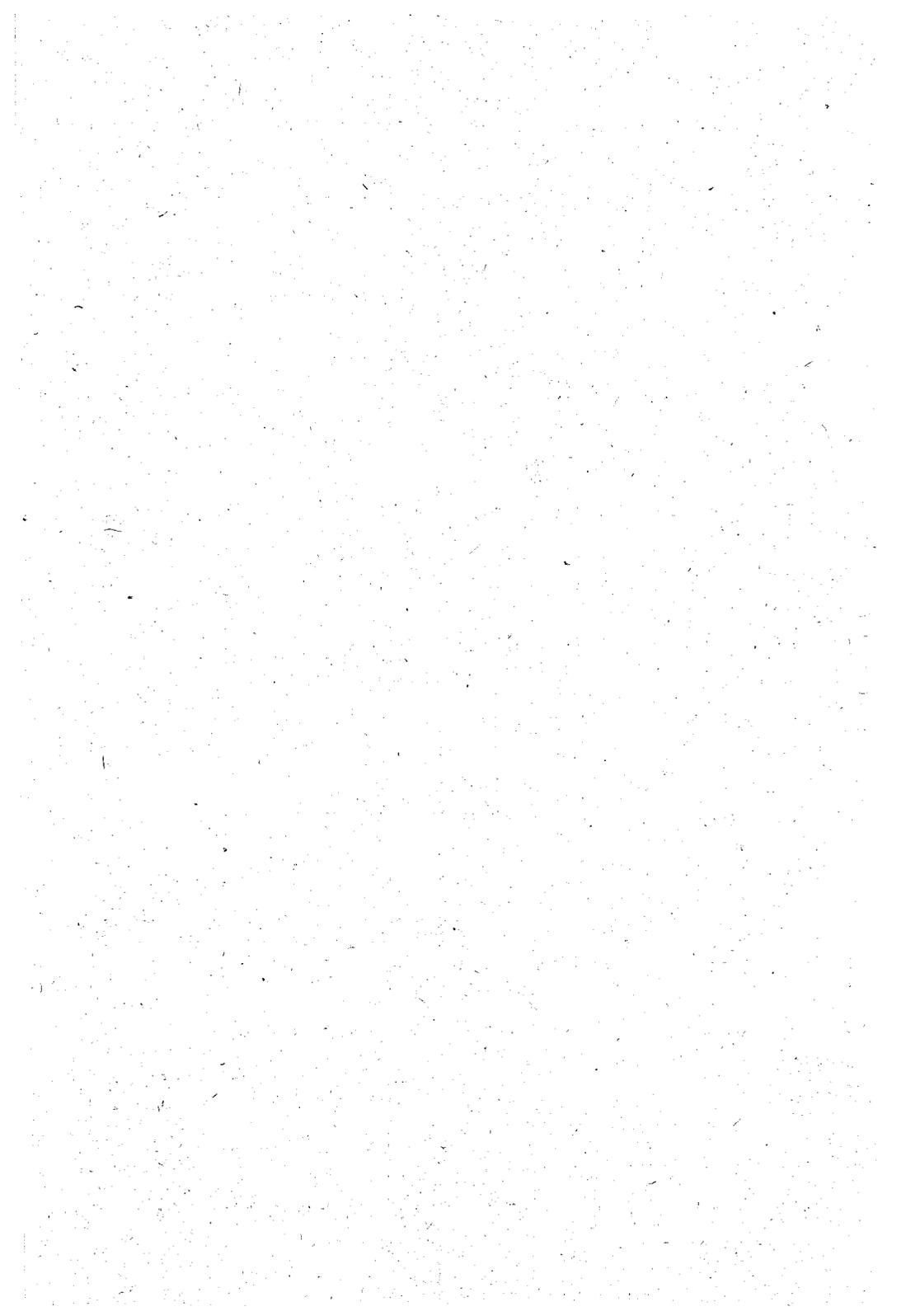
Приводится метод анализа технических возможностей систем звукоподводной связи. Получена информационная модель системы и решены три частные задачи: определены условия для достижения заданной дальности действия аппаратуры связи при минимальной акустической мощности источника сигнала; определены условия для достижения, в исследуемых пределах, максимальной дальности действия системы; определены области рабочих частот канала связи для планирования и реализации эксперимента в натуральных условиях.

Табл. 1. Ил. 2. Библ. 6.

УДК 551.463

Об одном способе аналитического расчета траекторий звуковых лучей в слоисто-неоднородной гидрологической среде. Галахов В. Л. Межведомственный сборник, 1976, вып. 59, с. 77—90.

Излагается приближенный способ расчета траекторий звуковых лучей в слоисто-неоднородной морской среде, использующий так называемый эквивалентный градиент скорости звука и позволяющий свести многослойное, реальное распределение скорости звука к однослойной эквивалентной модели. Выводится формула



для вычисления эквивалентного градиента скорости звука и приводится оценка точности получаемых результатов.

Табл. 2. Библ. 1.

УДК 551.465.4/5+627.223.2

Вероятностные характеристики морских течений, необходимые для решения некоторых задач судовождения. Беляев Б. Н. Межведомственный сборник, 1976, вып. 59, с. 91—98.

Задачи судовождения, связанные с оценкой точности места судна, должны решаться методами анализа динамических систем. Это требует знания специфических вероятностных характеристик течения, для получения которых должны использоваться описываемые в статье специальные приемы обработки корреляционных и взаимно корреляционных функций течения. Оценки искомым характеристик, полученные с помощью этих приемов по имеющимся данным, подлежат уточнению при дальнейших исследованиях. Приводится пример использования этих характеристик для расчета величины, характеризующей точность счисления пути судна. Показывается, что известные в навигации эмпирические соотношения являются частными случаями общих формул, полученных в работе на основе анализа и обработки вероятностно-статистических характеристик течения.

Цл. 1. Библ. 8.

УДК 551.46.07/08

К вопросу о выборе темпа дискретных измерений гидрометеозаэлементов. Беляев Б. Н., Свердлов А. Я. Межведомственный сборник, 1976, вып. 59, с. 99—106.

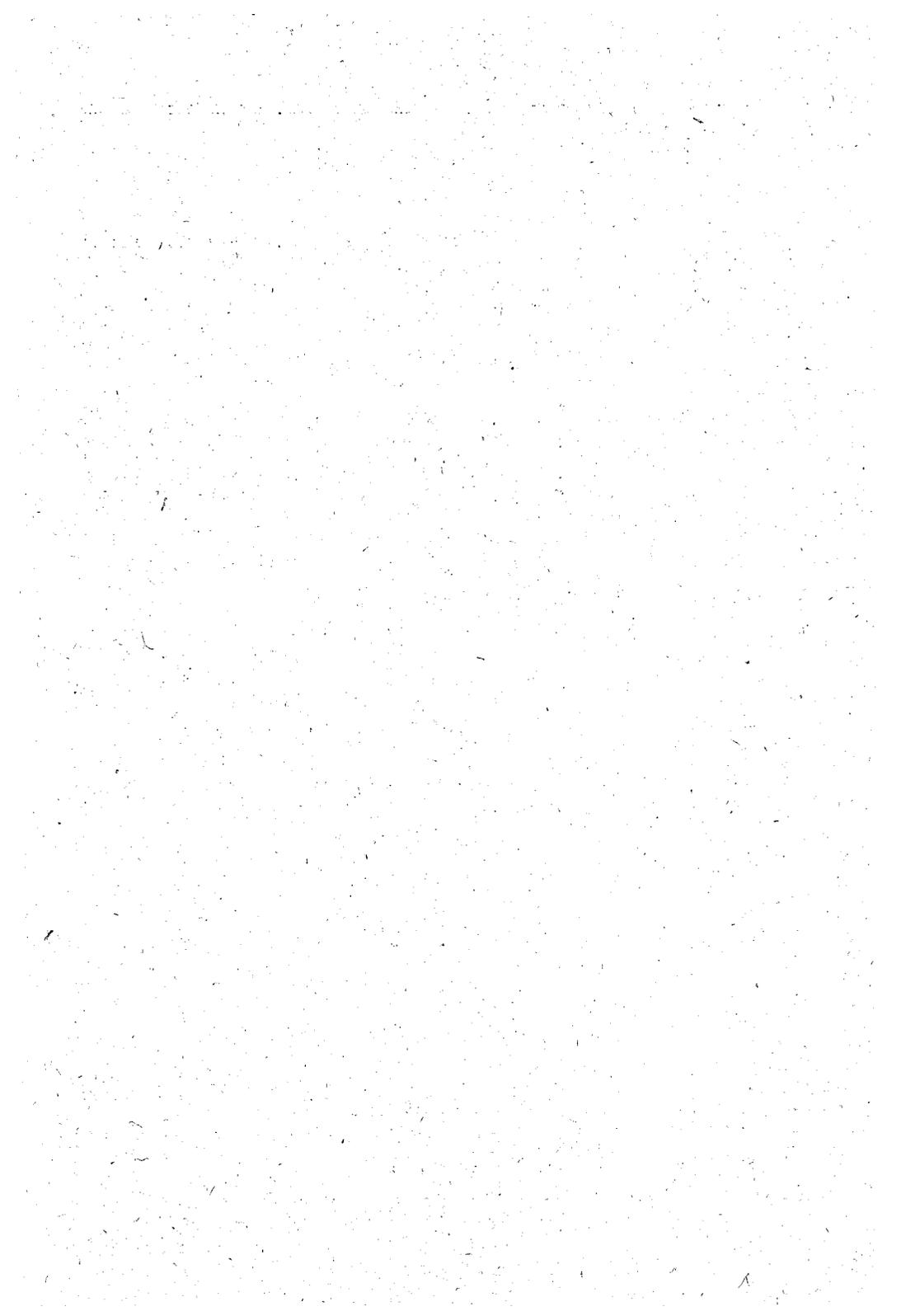
В настоящее время темп (интервал дискретности) измерений гидрометеозаэлементов чаще всего выбирается путем сравнения заданной точности восстановления значений гидрометеозаэлемента между измерениями с усредненной по всему интервалу дискретности среднеквадратической ошибкой интерполяции. Однако усредненная среднеквадратическая ошибка имеет не совсем определенный вероятностный смысл, на основе выполнения которого могут быть предложены некоторые уточнения к существующему методу выбора темпа измерений. В работе обсуждаются возможности и методика такого уточнения. Практическая значимость уточнений иллюстрируется примерами.

Табл. 2. Библ. 8.

УДК 551.456.1+551.456.7

К методике расчета внутримесячной изменчивости приливного перемешивания в Северном море. Некрасов А. В., Павлов В. К. Межведомственный сборник, 1976, вып. 59, с. 107—115.

Рассматривается способ расчета колебаний положения придонного слоя скачка, обусловленных изменением скорости приливных течений от квадратуры к синигии. Используется предложенное Гаизеном и Дитрихом понятие «критического вертикального градиента плотности» ρ'_k , определяемого глубиной места и скоростью поверхностного приливного течения. Расчет величины ρ'_k для бассейна Северного моря и сопоставление ее с распределением величины фактического градиента плотности ρ' позволяет выделить в пределах моря область, где $\rho'_k \approx \rho'$ и где условия благоприятствуют регулярной внутримесячной изменчивости вертикальной структуры вод. При схематизации вертикального профиля температуры ломаной линией удается простым геометрическим путем показать зависимость вертикальных смещений придонного слоя скачка от исходной стратификации и от



колебаний скорости поверхностного течения для различных характерных случаев. Приведен пример расчета смещения слоя скачка и изменения его интенсивности от квадратуры к сизигии для одного из пунктов, расположенных в Немецкой бухте.

Ил. 4. Библ. 4.

УДК 551.463

Поле точечного гармонического источника в слоисто-неоднородной среде. Антонов В. А., Матвиенко В. Н., Тарасюк Ю. Ф. Межведомственный сборник, 1976, вып. 59, с. 116—129.

Описаны алгоритм и программа вычисления аномалии распространения звука на цифровых машинах. Показан порядок учета характера изменения значений скорости звука по глубине, степени волнения моря и коэффициентов отражения звука грунтом при описании районов океана в акустическом отношении.

Табл. 4. Ил. 4. Библ. 10.

УДК 551.465.73

О природе холодной «пленки» воды на поверхности моря. Безуглый И. М., Давыдов А. А. Межведомственный сборник, 1976; вып. 59, с. 130—134.

Пользуясь формулами В. В. Шулейкина и Онгстрема и в качестве исходных данных — экспедиционными градиентными наблюдениями в северной части Атлантического океана за август — сентябрь 1960 г., вычислили потоки тепла за счет испарения и эффективного излучения с поверхности океана.

Вычисленные данные сопоставляются с целью объяснения причин образования холодной «пленки» воды на поверхности моря. И тот и другой потоки могут быть причиной образования «пленки»; однако если преобладает поток за счет испарения, то охлаждение поверхности воды достигает наибольшего значения.

Табл. 1. Библ. 6.

