

УДК 551.463.5 : 535.36

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЕРТИКАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ РАССЕИВАЮЩИХ СВОЙСТВ ВОДЫ В ДЕЯТЕЛЬНОМ СЛОЕ МОРЯ

Г. П. Петрова, В. С. Соломатин, Н. К. Шелковников

(кафедра физики моря и вод суши)

Оптические свойства морской воды существенным образом зависят от физико-химических, биологических и динамических процессов, происходящих в океане. Такие величины, как коэффициент рассеяния, индикатриса рассеяния, определяются оптическими неоднородностями, присутствующими в воде, и, следовательно, содержат информацию о составе и концентрации растворенных и взвешенных веществ органического и неорганического происхождения. Различные оптические характеристики могут быть использованы как для изучения вертикального распределения океанологических полей, так и для исследования пространственно-временной структуры морских вод.

Задачей настоящей работы было изучение рассеивающих свойств морской воды на разных глубинах в различных районах Атлантического океана и Средиземного моря. Эти исследования являются важными для понимания общей гидрологической структуры моря;

они в частности, должны были ответить на вопрос, достаточно ли концентрация естественных оптических неоднородностей для работы в натуральных условиях такого устройства, как лазерный доплеровский гидрометр, и выбора для него оптимальной схемы эксперимента.

Для этих целей была создана лабораторная установка, схема которой приведена на рис. 1. В качестве источника излучения использовался лазер с длиной волны $\lambda = 0,63$ мкм. Исследуемая проба воды помещалась в стеклянную цилиндрическую кювету K с оптическими окнами. Рассеянное излучение собиралось линзой L и детектировалось с помощью фотоумножителя ФЭУ-79. Установка позволяла регистрировать рассеянное излучение как под углом 90° , так и под малыми углами. В первом случае на входном зрачке ФЭУ с помощью линзы L формировалось изображение прямоугольной диафрагмы D_2 , при этом зеркало M_2 на оптическом столике, допускающем линейное перемещение, выводилось из поля зрения линзы. Величина телесного угла $\Delta\Omega_2$, в котором наблюдалось рассеяние, определялась диаметром линзы и расстоянием от линзы до кюветы и равнялась $2,4 \cdot 10^{-2}$ ср. При наблюдении прямого рассеяния использовалось кольцевое зеркало M_1 с внешним и внутренним диаметрами 5,5 и 4 мм соответственно, угол наблюдения $\alpha = 1,3^\circ$ и величина телесного угла $\Delta\Omega_1 = 3,6 \cdot 10^{-4}$ ср. Рассеянное под углом α излучение с помощью зеркала M_2 и линзы L также проектировалось на ФЭУ.

Для контроля за изменением интенсивности лазерного излучения,

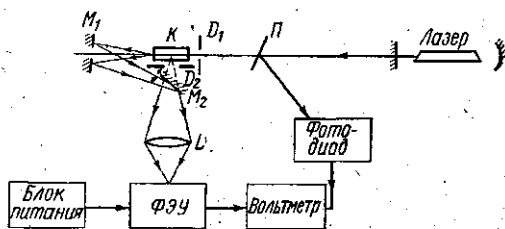


Рис. 1. Схема оптической установки

падающего на кювету, перед ней помещалась плоскопараллельная стеклянная пластинка *П*. При этом возбуждающий луч попадал в кювету практически неослабленным. Пучок лучей, отраженный от передней плоскости светонепроницаемой пластинки, через нейтральный фильтр направлялся на фотодиод. В качестве измерительного устройства использовался цифровой вольтметр В7-16, на который подавался либо опорный сигнал, снимаемый с нагрузки фотодиода (I_0), либо сигнал с нагрузки ФЭУ (I).

Поскольку измерение абсолютного значения коэффициента рассеяния может быть отягощено большим количеством различных погрешностей, которые зависят от таких факторов, как оптическое качество кюветы, величина телесного угла приемной системы и т. д., производилось сравнительное измерение интенсивности рассеяния по отношению к эталонной жидкости — обезжелезненной дистиллированной воде.

Описанная схема позволяла достаточно оперативно путем смены жидкости в кювете определять величины I'_{90°/I_0 и I'_α/I_0 , где I'_{90° и I'_α — интенсивности рассеянного излучения в исследуемом образце при наблюдении под углом 90° и α соответственно, I_0 — интенсивность опорного пучка. Порядок измерений был следующим. Вначале измерялись отношения $I'_{90^\circ, \alpha}/I_0$ для чистой и сухой кюветы. (Величина интенсивности рассеяния в пустой кювете определяется оптическим качеством входного и выходного окон кюветы и паразитными бликами на ее стенках.) Затем это соотношение измерялось для эталонного образца, после чего проводились измерения рассеяния света в образцах морской воды.

Так как по определению [1] коэффициент пропорциональности между интенсивностью рассеянного света I' и интенсивностью возбуждающего света I_0 является поперечным сечением рассеяния, то за вычетом рассеяния в пустой кювете можно найти сечения рассеяния σ_{90° и σ_α из соотношения

$$I'_\alpha = \frac{\sigma_\alpha}{L^2} I_0, \quad (1)$$

где L — расстояние от рассеивающего объема до точки наблюдения.

В районах работ были взяты батометрические пробы морской воды с различных горизонтов. В табл. I приведены сечения рассеяния σ_{90° и отношение $\sigma_{90^\circ}/\sigma_{90^\circ \text{ эт. ж.}}$, где $\sigma_{90^\circ \text{ эт. ж.}}$ — поперечное сечение рассеяния отфильтрованной дистиллированной водой.

Сечение рассеяния σ связано с коэффициентом рассеяния R : $\sigma = RV$, где V — рассеивающий объем. Значение абсолютного коэффициента молекулярного рассеяния в свободной от пыли дистиллированной воде при $t = 20^\circ \text{C}$ и $\lambda = 0,63 \text{ мкм}$ $R_{90^\circ} = 0,05 \cdot 10^{-3} \text{ м}^{-1}$ [2]. Так как по условию эксперимента величины V и L были одинаковы для рассеяния эталонной и исследуемой жидкостями, можно было оценить абсолютные значения R_{90° для различных районов (см. табл. I).

Так как в данной работе проводилось изучение относительных временных и пространственных изменений рассеивающих свойств морской воды, то влияние паразитного рассеяния, в основном от бликов на стенках кюветы, устранялось тем, что определялись разностные величины

$$\Delta\sigma = \sigma^H - \sigma^{H_0}, \quad (2)$$

где σ^H — поперечное сечение рассеяния для воды, взятой с произвольной глубины, а σ^{H_0} — сечение рассеяния для воды, взятой с некото-

рой фиксированной глубины H_0 ; σ^H и σ^{H_0} определяются по формуле (1).

На рис. 2, 3 приведены зависимости $\Delta\sigma_{90^\circ}$ и $\Delta\sigma_\alpha$ (в относительных единицах) от глубины для проб воды, взятых в районах банок в Средиземном и Тиренском морях. Как видно из графиков и табл. 2 (изме-

Таблица 1

Образец (районы взятия проб)	$\sigma_{90^\circ} \cdot 10^3, \text{ м}^2$	$\sigma_{90^\circ} / \sigma_{90^\circ} \text{ ст. ж.}$	$R_{90^\circ} \cdot 10^3, \text{ м}^{-1}$ ($\lambda = 0,63 \text{ мкм}$)
Пустая кювета	3,71	—	—
Эталонная жидкость	7,95	—	0,05
Банка в Атлантическом океане			
поверхность	28,1	3,53	0,18
$h = 110 \text{ м}$	11,76	1,47	0,08
$h = 150 \text{ м}$	10,6	1,33	0,07
$h = 200 \text{ м}$	25,44	3,2	0,16
Гибралтарский пролив (поверхность)	15,37	1,93	0,10
Берег Алжира (поверхность)			
утро 17/II 1981	21,73	2,73	0,14
вечер 17/II 1981	13,25	1,67	0,09

Таблица 2

$H, \text{ м}$	I'_α / I_0	I'_{90° / I_0
1000	0,46	0,057
900	0,42	0,051
800	0,60	0,102
700	0,42	0,043
600	0,50	0,035
500	0,45	0,034
400	0,46	0,032
300	0,51	0,039
200	0,59	0,037
150	0,68	0,042
100	0,55	0,037
80	0,56	0,044
60	0,65	0,053
40	0,47	0,045
20	0,46	0,038
2	0,49	0,052

рения в Средиземном море), для рассеяния вперед существует резкая зависимость от глубины. Для рассеяния под углом 90° эта зависимость менее резкая. Указанные результаты могут быть объяснены следую-

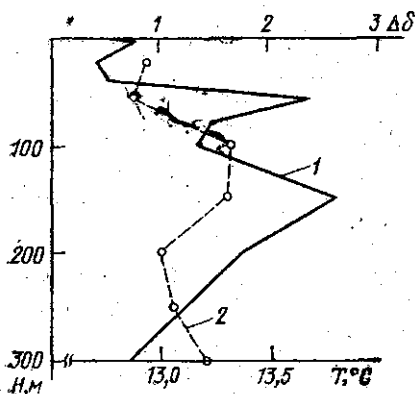


Рис. 2. Вертикальные профили $\Delta\sigma_\alpha$ и температуры (банка в Средиземном море): $\Delta\sigma_\alpha = \sigma_\alpha^H - \sigma_\alpha^{H_0}$ (1), распределение температуры (2)

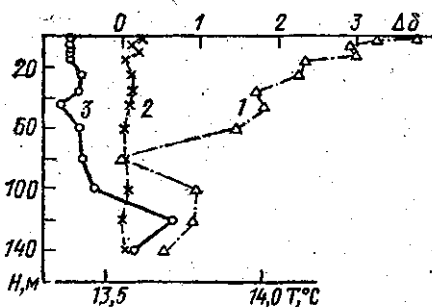


Рис. 3. Вертикальные профили $\Delta\sigma_\alpha$ и $\Delta\sigma_{90^\circ}$ и температуры на банке в Тиренском море: $\Delta\sigma_\alpha = \sigma_\alpha^H - \sigma_\alpha^{H_0}$ (1), $\Delta\sigma_{90^\circ} = \sigma_{90^\circ}^H - \sigma_{90^\circ}^{H_0}$ (2), профиль температуры (3); $H_0 = 80 \text{ м}$

щим образом. Возрастание рассеяния для воды, взятой вблизи поверхности, по всей видимости, связано с загрязнением воды. Об этом свидетельствуют и измерения, проведенные на пробах, взятых вблизи Алжира в разное время суток (см. табл. 1). Действительно, рассеяние в пробе воды, взятой с поверхности во время сгона, когда грязные при-

брежные воды уносились в открытое море, существенно выше рассеяния в пробе воды, взятой во время нагона, при котором более чистые воды поступали в прибрежную зону.

Интересным является факт резкого возрастания рассеяния вперед на глубинах порядка 60, 120 и 150 м, совпадающего с возрастанием температуры. (На рис. 2 и 3 приводятся также графики распределения температуры на различных глубинах на банках в Средиземном и Тиренском морях.)

В изученных пробах воды интенсивность света, рассеянного вперед, была примерно на порядок выше интенсивности света, рассеянного под углом $\alpha=90^\circ$, хотя величина телесного угла в первом случае в 100 раз меньше. Поскольку рассеяние вперед определяется наличием крупных рассеивающих частиц [2], можно с уверенностью сказать, что концентрация крупных частиц максимальна в области скачка плотности. Обычно эти максимумы объясняются наличием взвесей биологического происхождения [3].

Сведения об угловом распределении интенсивности рассеяния света на различных глубинах позволяют также выбрать наилучшую рабочую схему лазерного доплеровского гидрометра. При постоянной интенсивности зондирующего лазерного пучка отношение сигнал/шум в гидрометре в случае прямого рассеяния должно быть почти в 10^3 раз больше, чем при рассеянии под большими углами.

Таким образом, проведенные исследования характера рассеяния лазерного излучения в морской воде показали возможность определения относительной концентрации мелких и крупных примесей, а также выявления особенностей вертикальной стратификации в деятельном слое моря.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Фабелинский И. Л. Молекулярное рассеяние света. М.: Наука, 1965.
[2] Океанология. Физика океана. Т. 1. Гидрофизика океана. М.: Наука, 1978. [3] Ринкевичус Б. С. Лазерная анемометрия. М.: Энергия, 1978.

Поступила в редакцию
07.02.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, Т. 24, № 6

УДК 538.245

О ПАРАПРОЦЕССЕ В ФЕРРИТЕ $MnFe_2O_4$ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

К. П. Белов, А. Н. Горяга, В. Н. Пронин, Л. А. Скипетрова

(кафедра общей физики для естественных факультетов)

Согласно результатам работы [1], катионное распределение Mn-феррита имеет вид: $Mn_{0,8}^{2+}Fe_{0,2}^{3+}[Mn_{0,2}^{2+}Fe_{1,8}^{3+}]O_4$. Поскольку магнитные моменты ионов Mn^{2+} и Fe^{3+} равны $5\mu_B$, то при наличии неелевского спинового упорядочения теоретическое значение магнитного момента n_0 Mn-феррита при абсолютном нуле должно быть равно $5\mu_B$. Однако магнитные измерения показывают, что экспериментальные значения n_0 лежат в пределах 4,5—4,8 μ_B [1, 2]. Причина такого несколько заниженного экспериментального значения n_0 Mn-феррита до сих пор неясна. Было предложено несколько моделей, объясняющих данную аномалию. Согласно одной из них, расхождение между экспериментальным и теоретическим значениями n_0 обусловлено тем, что часть ионов Mn^{2+} и