

К.С.Шифрин

ВВЕДЕНИЕ В ОПТИКУ ОКЕАНА



Ленинград Гидрометеоиздат 1983

Рецензенты: чл.-кор. АН СССР В. В. Богородский, д-р физ.-мат. наук, проф. Г. Г. Неуймин

Книга посвящена анализу современного состояния оптики океана, главным образом центральной проблеме этой науки — исследованию оптических свойств океанских вод в связи с формирующими их факторами — взвешенными и растворенными веществами.

Рассмотрены оптические свойства последовательных моделей океанской воды: чистой воды, чистой морской воды, растворенного органического вещества и частиц эзвеси. Исследуются обратные задачи — определение состава взвеси по особенности светорассеяния.

Содержатся справочные данные об оптических характеристиках океана.

Для научных и практических работников в области океанологии и смежных дисциплин; может служить пособием для инженеров и конструкторов, занятых разработкой аппаратуры, предназначенной для работы в океане или в атмосфере над океаном, а также для студентов и аспирантов.

The book by K. S. Shifrin "Introduction to Ocean Optics" is devoted to the analysis of the state-of-the-art in ocean optics, mainly to the central problem of this science, i. e. to studying optical properties of oceanic waters in connection with those factors that shape them (suspended particles and dissolved matter). The optical properties of sequential models of oceanic water (pure water, pure sea water, dissolved organic matter and suspended particles) are considered. The inverse problems (determination of the suspended particles) are considered. The inlight scattering peculiarities) are revealed. Reference data on the optical properties of the ocean are presented. The book is addressed to scientific and practical workers in the field of oceanology and related sciences and may also serve as an aid to engineers and designers engaged in developing apparatus intended for operation in the ocean or within the atmosphere over the ocean, and also to students and post-graduates.

Ш <u>1903030100-152</u> <u>069(02)-83</u> 49-83

С Гидрометеонздат, 1983 г.

Исследования по оптике океана проводятся сейчас по широкому кругу вопросов. Он включает как традиционные проблемы, так и новые задачи. К традиционным проблемам относится анализ оптических свойств океанских вод, световых полей в океане, процессов трансформации света на поверхности, к новым задачам — разработка оптических методов зондирования океана, в том числе спутниковых, изучение радиационного взаимодействия океана и атмосферы.

В центре всех этих задач (как старых, так и новых) стоит исследование оптических свойств океанских вод в связи с формирующими их факторами — взвешенными и растворенными веществами. Это главная проблема оптики океана. Последовательное изложение ее и составляет основное содержание настоящей книги.

Большое разнообразие вопросов — от тонких проблем физической оптики до различных задач природоведческого характера делает оптику океана сложным разделом океанологии. Изучение ее затруднено и тем, что важные достижения в области оптики океана часто публикуются в изданиях, весьма далеких от океанологии. — в работах по математической физике и методам вычислений, по радно- и астрофизике, физической и коллоидной химии, бнофизике, биологии и др. Разнобой в понятиях, вводимых в столь широком спектре научных дисциплин, путаница в обозначениях, используемых различными авторами, усугубляет дело. К этому нужно добавить также, что значительная часть публикаций разбросана по сборникам трудов, тезисов совещаний и другим труднодоступным изданиям. В связи со всем этим нам представлялась желательной подготовка монографии, в которой в сжатой форме и последовательно была бы изложена та часть науки, те факты и теории, которые можно считать более или менее надежно установленными. К этой цели и стремился автор.

В основу книги положен курс лекций, который автор прочел в Ленинградском гидрометеорологическом институте весной 1976 г. Книга состоит из трех частей. В первой (главы 1 и 2) введены основные количественные характеристики, применяемые для описания оптических свойств океанской воды и светового поля в океане, указаны их типичные значения. В ней также кратко суммированы сведения о растворенных и взвешенных веществах в океане — факторах, ответственных за оптику океанской воды. Нужно сразу же сказать, что наши знания в этой области еще очень неполны, и надо надеяться, что как раз оптические исследования

1*

помогут в создании эффективных методов-изучения состава океанской воды. Разработка этих методов, вероятно, один из наиболее важных вкладов, который наука об океане в целом вправе ожидать от оптики океана.

Во второй части (главы 3-5) рассмотрены оптические свойства последовательных моделей океанской воды. В главе 3 рассматриваются оптические свойства чистой воды, чистой морской воды. растворенного органического вещества и частиц взвеси. Речь идет об оптических константах $n(\lambda)$ и $k(\lambda)$ этих веществ и о молекулярном рассеянии света в воде. Глава 4 посвящена оптике взвесн. точнее ее простейшей модели — однородным сферам. Приводятся точные формулы, рассматриваются приближенные случаи, важные для оптики океана, анализируются результаты расчетов. В главе 5 рассмотрены данные о реальной океанской воде - поглощение и рассеяние света, особенности спектральной, вертикальной я географической изменчивости этих характеристик. Интересно, что, хотя частицы взвеси в океане совсем не похожи на однородные сферы, модель однородных сфер удовлетворительно описывает наблюдения. Это, конечно, не относится к поляризационным свойствам — для объяснения даже простейшей поляризационной характеристики — степени поляризации $p(\gamma)$ — эта модель не годится.

В третьей части (глава 6) исследуются обратные задачи определение состава взвеси по особенности светорассеяния. Рассматриваются общие вопросы, связанные с особенностями этой задачи, и конкретные методы, используемые или перспективные для изучения морской взвеси. И здесь оказывается, что с помощью модели однородных сфер удается более или менее свести все концы.

Перечисленное не исчерпывает содержания предлагаемой книги и тем более, разумеется, не исчерпывает круг вопросов, которые относятся к рассматриваемой теме и могли бы найти место на ее страницах. Ограниченность объема заставила нас выбрать то, что нам казалось наиболее важным. При этом мы стремились обеспечить разумный компромисс между интересами разных читателей океанологов, физиков, инженеров.

Автор благодарен академику И. В. Обреимову и члену-корреспонденту АН СССР А. С. Монину за неизменную поддержку его работы. Автор благодарит также члена-корреспондента АН СССР В. В. Богородского, кандидата физико-математических наук О. В. Копелевича, доктора физико-математических наук Г. Г. Неуймина, кандидата географических наук Ю. Е. Очаковского, кандидата физико-математических наук А. Я. Перельмана за обсуждение отдельных вопросов.

Ленинград, ноябрь 1981 г.

К. С. Шифрин

Глава 1

ГИДРООПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

1.1. ВЕЛИЧИНЫ, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДЛЯ ОПИСАНИЯ ОПТИЧЕСКИХ СВОИСТВ ОКЕАНСКОЙ ВОДЫ

1.1.1. ОПРЕДЕЛЕНИЯ

Для количественного описания оптических явлений в океанологии традиционно сложилась система гидрооптических характеристик первичных и вторичных. Первичные (или внутренние, собственные) гидрооптические характеристики представляют собой набор величин, характеризующих оптические свойства океанских вод. Они определяются составом и состоянием воды и подобны таким ее характеристикам, как температура, соленость и т. д. Вторичные гидрооптические характеристики — это величины, описывающие световое поле в океане и в атмосфере над океаном. В отличие от первичных, они зависят не только от свойств воды, но и от характера облучения морской поверхности. Это, например, облученности, спектральные и интегральные, на разных глубинах в море, тело распределения яркости, характеристики поляризации света, индекс цвета вод и др. Эти величины нужны, например, при исследовании фотосинтеза и ряда других проблем.

Первичные характеристики определяют условия распространения света в море. Они также содержат информацию о взвешенных в воде частицах и растворенном в ней органическом веществе. Определение концентрации в воде растворенных веществ и частиц по оптическим характеристикам составляет содержание обратных задач гидрооптики.

Вторичные характеристики формально, как характеристики светового поля в среде, при заданных облучении и первичных характеристиках могут быть рассчитаны. Однако фактически проведение такого расчета наталкивается на большие трудности из-за того, что первичные характеристики обычно известны недостаточно подробно, а также из-за трудностей решения уравнения переноса для реальных ситуаций в море. Поэтому световые поля в океане измеряются непосредственно. Более того, по характеристикам полей определяют средние значения первичных характеристик в тех объемах, которые эти поля формируют.

Связи между различными характеристиками широко используются в оптике океана. Они позволяют ограничиться измерением только небольшого числа величин — все остальные определяются через измеренные. В последние годы интерес к вторичным характеристикам сильно возрос в связи с разработкой дистанционных методов изучения океана. В этих методах непосредственно измеряются вторичные характеристики — яркости света, выходящего из моря, и др. Из них мы путем двойного «оборачивания» извлекаем информацию об океанской взвеси, концентрации растворенного вещества и другое.

Ниже мы рассмотрим обе группы характеристик, связи между ними, типичные значения и диапазон изменчивости. Мы особо остановимся на глубине видимости белого стандартного диска z_6 и балле N шкалы цветности воды. Эти две вторичные характеристики были первыми величинами, которые начали систематически изучаться в оптике океана, по ним накоплен значительный экспериментальный материал.

Распространение света в океанской воде сопровождается его поглощением и рассеянием. Эти явления можно описать с помощью двух чисел — показателя поглощения \varkappa и рассеяния σ и одной функции — индикатрисы рассеяния $x(\gamma)$. Физический смысл этих характеристик так же, как и некоторых производных от них, ясен из формул, приведенных в табл. 1.1. Строго говоря, эта система является неполной. В ней не учитывается изменение состояния поляризации при рассеянии. Полное описание требует введения матрицы рассеяния. Мы введем ее в главе 4.

В табл. 1.1 использованы следующие обозначения: Φ — поток параллельного монохроматического излучения, облучающий элементарный объем dv, толщина которого в направлении распространения исходного пучка излучения равна dl; $d\Phi_x$, $d\Phi_\sigma$ и $d\Phi_e$ — элементарные потоки излучения — соответственно поглощенный, рассеянный и ослабленный при прохождении объема dv; γ — угол рассеяния (угол между направлением падающего и рассеянного излучения); E_n — нормальная облученность, создаваемая потоком Φ на поверхности объема dv; $dJ(\gamma)$ — сила света, рассеиваемая объемом dv в направлении γ ; $\Phi(l)$ — поток излучения, прошедший в среде слой конечной толщины l; $\Phi(0)$ — поток на входе в среду.

Формула для показателя κ в табл. 1.1 имеет простой смысл. Пусть параллельный пучок излучения проходит в воде элементарный слой *dl*. Очевидно, что количество энергии пучка, поглощенное этим слоем $d\Phi_{\kappa}$, будет пропорционально интенсивности пучка Φ и длине пути *dl*:

$$d\Phi_{\mathsf{x}} = -\mathsf{x}\Phi \, dl. \tag{1.1}$$

Коэффициент пропорциональности и называется показателем поглощения. Он характеризует свойства данного слоя воды. Аналогичный смысл имеют показатели σ и с. Все три показателя имеют размерность L⁻¹ и измеряются в обратных метрах. Полное ослабление пучка $d\Phi_{e}$, очевидно, равно сумме $d\Phi_{x}$ и $d\Phi_{\sigma}$:

$$d\Phi_{\varepsilon} = d\Phi_{\varkappa} + d\Phi_{\sigma} = -(\varkappa + \sigma) \Phi \, dl = -\varepsilon \Phi \, dl; \ \varepsilon = \varkappa + \sigma. \quad (1.2)$$

При взаимодействии пучка фотонов с элементом объема вещества часть фотонов и превращается в тепло, т. е. «погибает» как свет, вторая часть о рассеивается, т. е. остается светом, но

r ĥ/n	Наименование	Обозна- чение	формула	Размерность	Единица измерения	Примечания
			I. Основные характерист	ГИКИ		
1	Показатель поглошения излуче- ния в водной среде	*	$\mathbf{x} = -\frac{1}{\Phi} \frac{d\Phi_{\mathbf{x}}}{dl}$	ר- ר		
2	Показатель рассеяния излуче- ния в водной среде	ø	$\sigma = -\frac{1}{\Phi} \frac{d\Phi_{\sigma}}{dl}$	Ŀ	M-1	$\sigma = 2\pi \int_{0}^{\pi} \sigma(\gamma) \sin \gamma d\gamma$
ო	Индикатриса рассеяния	x (V)	$x(y) = \frac{4\pi\sigma(y)}{\sigma}$	Безразмерн.		$\frac{1}{2}\int_0^{\pi} x(y) \sin \gamma dy = 1$
		H .	І. Производные характері	ИСТИКИ		
4	Показатель ослабления излуче- ния в водной среде	2	$\mathbf{e} = -\frac{1}{\Phi} \frac{d\Phi_{\mathbf{e}}}{dl}$	Г.	M ⁻¹	в=х+д
ນ	Прозрачность водной среды	θ	θ — e ^{-e}	Безразмерн.		
9	Вероятность выживания фотона	۲	$\Lambda = \frac{\sigma}{c} = \frac{\sigma}{x + \sigma}$	Безразмерн.		
					_	

Таблица 1.1 оптические характеристики океанской воды

Примечания					$g = \frac{1}{\cos \gamma}$	<u>12</u> =1	T = e^-ĩi	
Единнца измерения	M ⁻¹ · cp ⁻¹	Г-W	1-W		-			
Размерность	L-1 · cp ⁻¹	-	2	Безразмери.	Безразмери.	Безразмерн.	Безразмери.	
формула	$\sigma\left(\gamma\right) = \frac{1}{E_n} \frac{dJ\left(\gamma\right)}{dv}$	$\delta = 2\pi \int_{0}^{\pi/2} \sigma(\gamma) \sin \gamma d\gamma$	$\beta = 2\pi \int_{\pi/2}^{\pi} \sigma(\gamma) \sin \gamma d \gamma$	K = δ β	$g = \frac{1}{2} \int_{0}^{\pi} x(\gamma) \cos \gamma \sin \gamma d\gamma$	$\tau = \int_0^t e(x) dx$	$T = \frac{\Phi(l)}{\Phi(0)} = e^{-\tau}$	
Обозна- чение	ه (۷)	Ŷ	æ	X	<i>p</i> 0	ч	T	
Нанменование	Показатель рассеяння в дан. ном направлении	Показатель рассеяния вперед	Показатель рассеяния назад	Коэффициент асимметрии ин. дикатрисы рассеяния	Показатель асимметрии рассе- яния	Оптическая толщина слоя вод- ной среды	Коэффициент пропускания слоя водной среды	
n/n	7	80	<u>б</u>	01	11	12	13	

движется по другим направлениям. Поэтому отношение $\Lambda = \sigma/\epsilon$ называют вероятностью выживания фотона в элементарном акте взаимодействия, или альбедо однократного рассеяния. Для чисто поглощающей среды $\Lambda = 0$, чисто рассеивающей среды $\Lambda = 1$. ИК область волн и участок минимального поглощения воды в области $\lambda \approx 500$ нм могут служить примерами приближения к этим теоретическим моделям.

Все характеристики из табл. 1.1 должны применяться к монохроматическому излучению, т. е. около них должен стоять индекс « λ », который нами для простоты опущен. Часто, однако, эти характеристики используют и для широких спектральных интервалов — их относят к некоторой средней, эффективной длине волны $\lambda_{3\Phi}$. Точное значение ее определяется спектральной чувствительностью используемой аппаратуры.

Одиннадцать первых характеристик из табл. 1.1 описывают свойства вещества в данной точке среды. Из формулы (1.2) для потока излучения $\Phi(l)$, прошедшего в воде слой толщины l, найдем

$$\Phi(l) = \Phi(0) T = \Phi(0) e^{-\tau} = \Phi(0) e^{-\varepsilon l}.$$
 (1.3)

Здесь $\bar{\mathbf{s}}$ — среднее значение $\varepsilon(x)$ в слое *l*. Формула (1.3) определяет две последние характеристики из табл. 1.1. Они характеризуют интегральные свойства слоя толщиной *l*.

При выводе формулы (1.3) мы использовали нестрогое представление о параллельном пучке излучения *. Строго говоря, формула (1.3) должна применяться к угловой плотности потоков излучения, т. е. к яркости:

$$B(l) = B(0) T = B(0) e^{-\tau} = B(0) e^{-\varepsilon l}.$$
 (1.4)

Формула (1.4) описывает ослабление яркости прямого пучка при его распространении в мутной среде. В ней B(0) — яркость входящего пучка, B(l) — яркость этого же пучка после прохождения в среде пути l. Формула (1.4) называется законом Бугера — Ламберта. Это одна из важнейших формул оптики мутных сред **.

В светотехнике, а также в гидрооптике формулу (1.4) иногда пишут в виде ***

$$B(l) = B(0) \cdot 10^{-\epsilon_{10}l},$$

$$\epsilon_{10} = M\epsilon, \ M = \lg e \approx 0.4343 \ \dots$$
(1.5)

* В фотометрии утверждается, что поток энергии $dF = B \ d\omega$, где B - яр $кость пучка, а <math>d\omega$ — телесный угол, в котором пучок распространяется. Параллельный пучок, следовательно, не переносит энергии, так как при $d\omega = 0$ и dF = 0.

** Бугер (1698—1768) — один из самых замечательных ученых XVIII в. Сейчас его имя связывают в основном с созданием научной фотометрии. Между тем ему принадлежат важнейшие результаты в геодезии (измерение формы Зсмли), гидрографии, теории корабля и многих других науках. Его руководство по навигации неоднократно издавалось в русском переводе в XVIII в. Поправки и редукции Бугера до сих пор фигурируют во всех курсах морской гравиметрии.

*** В свое время гидрооптические исследования проводились в связи с расчетами подводных светильников.

. 9

Аналогично вводят десятичные показателя поглощения x₁₀ и σ₁₀. В дальнейшем мы будем пользоваться только натуральными значениями показателей, но в старых работах по оптике моря, да некоторые авторы и сейчас применяют десятичные показатели. Это надо иметь в виду при сопоставлении данных разных авторов.

Океанская вода рассеивает свет по разным направлениям очень неравномерно. Функция $x(\gamma)$, показывающая распределения яркости рассеянного света по углам рассеяния γ , называется индикатрисой рассеяния. Для введения ее обратимся к рис. 1.1. Падающий поток Φ создает на элементе объема dv = S dl (S — поперечное сечение, dl — длина элемента вдоль направления распростра-



Рис. 1.1. Вывод формулы для индикатрисы рассеяния.

Заштрихованная область — рассенвающий объем; 101 — направление падающего пучка; 02 — рассеянного пучка; у — угол рассеяния.

нения) нормальную освещенность $E_n = \Phi/S$. Сила света dJ, рассеянного элементом dv в направлении рассеяния γ , будет

$$dJ = \sigma(\mathbf{y}) E_n dv.$$

Множитель пропорциональности $\sigma(\gamma)$ называется показателем рассеяния в данном направлении. Очевидно, что полное количество света, рассеянного элементом dv, будет равно интегралу от dJ по всем направлениям $dF = \int_{\substack{(4\pi) \\ (4\pi)}} dJ \, d\omega$. С другой стороны, $dF = d\Phi_{\sigma} = \sigma \Phi \, dl$. Приравнивая эти выражения для dF, легко найдем

$$\sigma = \int_{(4\pi)} \sigma(\gamma) \, d\omega = \int_{0}^{2\pi} d\varphi \int_{0}^{\pi} \sigma(\gamma) \sin \gamma \, d\gamma = 2\pi \int_{0}^{\pi} \sigma(\gamma) \sin \gamma \, d\gamma. \quad (1.6)$$

Формула (1.6) устанавливает связь между полным показателем рассеяния σ и показателем рассеяния в данном направлении $\sigma(\gamma)$. Разделим обе части равенства (1.6) на σ . Имеем

$$\int_{(4\pi)} [\sigma(\gamma)/\sigma] \, d\omega = 1. \tag{1.7}$$

В этой формуле выражение $(\sigma(\gamma)/\sigma)d\omega$ можно трактовать как вероятность рассеяния фотона в элемент телесного угла $d\omega$. Формулу (1.7) принято записывать в другом виде:

$$\int x(\gamma) d\omega/4\pi = 1; \ x(\gamma) = 4\pi\sigma(\gamma)/\sigma.$$
(1.8)

Здесь $d\omega/4\pi$ — безразмерная величина (доля которой телесный угол $d\omega$ составляет в общем телесном угле 4π); $x(\gamma)$ — индикатриса рассеяния — плотность вероятности рассеяния под углом γ . Индикатриса рассеяния $x(\gamma)$ удовлетворяет соотношению

$$\frac{1}{2}\int_{0}^{\pi} x(\gamma)\sin\gamma \,d\gamma = 1. \tag{1.9}$$

Эта формула называется условием нормировки индикатрисы. Запись индикатрисы в виде (1.8) очень удобна. Например, для изотропно рассеивающей среды, полагая $x(\gamma) = \text{const} = c$, легко найдем

$$\frac{1}{2}c\int_0^\pi\sin\gamma\,d\gamma=c=1,$$

г. е. для такой среды плотность вероятности рассеяния под всеми углами $x(\gamma) = 1$.

Добавим, что, строго говоря, все производные характеристики в табл. 1.1 являются «лишними», так как они вытекают из трех основных. Тем не менее мы указали их в таблице, так как они широко используются в оптической литературе. Более того, непосредственно измеряемыми величинами в море часто являются именно эти производные характеристики, а основные вычисляются через них.

1.1.2. ТИПИЧНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ

Для оценок полезно сразу же иметь представление о типичных величинах и диапазоне изменчивости изучаемых характеристик. В табл. 1.2 мы приводим типичные значения для $\lambda = 0,550$ мкм основных показателей для средних океанских условий и сравниваем их с аналогичными значениями для безоблачной атмосферы над морем. Значения для океанской индикатрисы взяты из работ [67, 68]. Хотя измерения в работах [67, 68] были проведены в Средиземном море, они хорошо соответствуют средним океанским условиям. Данные для морской атмосферы определены по работе [101]. Они получены путем анализа наблюдений над спектральной прозрачностью атмосферы $\tau(\lambda)$ и яркостью неба $B(\varphi)$ на берегах

CF	АВНЕН По	IИЕ ОП казатели	тическ	ИХ ХАР	AKTÉPI	ІСТИК (Приведен х	ОКЕАНА пная инд (ү)/х (9	И АТ! 	МОСФЕІ а	»ы
Среда	×	σ	8	Λ	0	5	10	45	90	co s γ
Океан Атмо- сфера	0,07 0	0,16 2·10-4	0,23 2·10 ⁻⁴	0,7 1,0	10 ⁴ 600	10 ³ 200	250 100	8 10	1	0,95 0,51

Таблица 1.2

ΪĮ.

Черного и Балтийского морей. Если заметить, что плотность воды примерно в 1000 раз больше плотности воздуха, то среднее ослабление светового пучка, отнесенного к массе пройденного вещества, для океана и атмосферы оказывается приблизительно одинаковым ($\sim 2 \text{ кr}^{-1}$).

Рассмотрим теперь спектральную изменчивость. Ограничимся показателем ослабления є. Прежде всего отметим, что морская вода содержит три оптически активные компоненты: чистую воду, растворенные вещества (неорганические и органические), взвесь



(минеральную и органическую). Влияние этих комоптические xaпонент на рактеристики морской воды неодинаково; оно меняется в зависимости от концентсоответствующего рации компонента и различно для разных длин волн. Общая, типичная картина, где указана зависимость показателя ослабления є от длины волны λ, для разных составляющих морской воды приведена на рис. 1.2.

Рис. 1.2. Зависимость показателя ослабления є от длины волны для различных компонент морской воды.

Кривая *1*— показатель ослабления света в идеально чистой воде. Резкий минимум лежит в синей области. Кривая *11*— показатель поглощения света растворенными органическими веществами. Поглощение резко возрастает в синей и ультрафиолетовой областях. Кривая *111*— показатель ослабления света малыми, главным образом минеральными частицами. Ослабление света на них возрастает в синей области спектра. Кривая *1V*— показатель ослабления света крупными частицами биологического происхождения (диатомовые водоросли, фораминиферы, органический детрит и др.). Ослабление света на них нейтрально, как на каплях облаков. Кривая *е*₁ дана в абсолютном масштабе; масштаб других кривых зависит от концентрации соответствующего компонента.

На рис. 1.3 приведены $\varepsilon(\lambda)$ для двух характерных примеров: прозрачные океанские воды и мутные воды Балтийского моря (по [110]). Для каждого из этих объектов для $\lambda = 550$ нм измерения дают: $\varepsilon_I = 0,036$ м⁻¹ (ослабление чистой водой, конечно, одинаково в обоих случаях); $\varepsilon_{II} = 0,010$; 0,030 м⁻¹ (в Балтийском море растворенной органики — желтого вещества — значительно больше и соответственно ε_{II} в 3 раза выше); $\varepsilon_{III} = 0,01$; $0,11 \text{ м}^{-1}$; $\varepsilon_{IV} = 0,050$; $0,200 \text{ м}^{-1}$ (рассеивающих частиц в Балтийском море также значительно больше, чем в океане). Полные показатели ослабления $\varepsilon = \sum_{i=1}^{4} \varepsilon_i$ соответственно будут 0,11 и 0,38 м⁻¹, т. е. в рассмотренных случаях є чистой океанской воды оказался почти в 4 раза меньше, чем є вод Балтийского моря.

Из табл. 1.2 и рис. 1.2 видно, что в нескольких пунктах оптика океана и атмосферы существенно отличается: 1) в отличие от воздуха, который слабо влияет на цвет предметов при наблюдении их



Рис. 1.3. Ослабление света в прозрачной океанской воде (материковый склон) (а) и в Балтийском море (б). /- нефильтрованный образец; 2 - фильтрованный через тонкий фильтр; 3 - желтое вещество и мелкая взвесь.

сквозь толщу атмосферы, чистая океанская вода влияет очень сильно. Любой предмет, опущенный за борт, приобретает синий цвет — он виден сквозь слой воды, который является узким синим фильтром. Автор сам наблюдал эту поразительную картину в прозрачных водах к северо-западу от острова Раротонга в 5-м рейсе НИС «Дмитрий Менделеев». При опускании за борт в воду прозрачномер постепенно изменял свою окраску от яркой коричнево-красной на воздухе через серую до ярко-голубой; 2) в атмосфере число рассеяний может быть очень велико; в океане же из-за того, что вероятность выживания Λ заметно меньше единицы, пучок света не может испытать много актов рассеяния. Так, после 6 рассеяний интенсивность его будет составлять всего 10 % от упавшей; 3) столь же важно большое отличие в форме индикатрисы рассеяния — океанская индикатриса в 20 раз более вытянута, чем атмосферная; это сильно усложняет измерения прозрачности, расчеты светового поля и др.

1.2. ХАРАКТЕРИСТИКИ, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДЛЯ ОПИСАНИЯ СВЕТОВОГО ПОЛЯ В ОКЕАНЕ

1.2.1. ОПРЕДЕЛЕНИЯ

Солнечный свет проникает в море до больших глубин. С помощью чувствительных ФЭУ дневной свет можно наблюдать на глубинах порядка 1000 м. Для светового поля в море используются те же характеристики, которые применяются в фотометрии для любой мутной среды. Для полного описания светового поля с учетом состояния поляризации необходимо задать четыре параметра (*I*, *Q*, *U*, *W*), которые образуют так называемый вектор-параметр Стокса светового пучка. Мы ограничимся вначале более простой системой, в основу которой положена яркость излучения *B*, точнее спектральная плотность яркости B_{λ} . Эта величина является функцией точки наблюдения г, направления распространения излучения 1 [1— орт направления, иногда мы будем писать его как (θ , φ)], момента времени $t: B = B_{\lambda}(\mathbf{r}, \mathbf{l}, t)$. В дальнейшем мы для простоты опустим значок λ так же, как он был опущен нами в оптических характеристиках.

Для светового поля используют две системы единиц: энергетическую и световую. Энергетическая имеет в виду черный приемник, световая — средний человеческий глаз. Связь между ними осуществляется с помощью максимальной световой эффективности излучения $V_{\rm max}$. Он относится к интервалу длин волн вблизи $\lambda = 554$ нм, где глаз обладает наибольшей чувствительностью. По данным прямых измерений $V_{\rm max} = 683$ лм/Вт. Обратная величина $M_{\rm cs} = 1/V_{\rm max} = 1,466 \cdot 10^{-3}$ Вт/лм называется механическим эквивалентом света.

В табл. 1.3 указаны характеристики, используемые для описания светового поля в море. Для каждой из величин указаны как энергетические, так и световые единицы, русские и международные. Напомним, что сила света J является одной из основных величин СИ. Единица измерения ее — кандела (кд, cd). Люмен и люкс также являются единицами СИ, хотя они производные от канделы (лм = кд · cp, лк = $m^{-2} \cdot kd \cdot cp$).

Яркость является основной характеристикой светового поля, изучаемой гидрооптиками. Напомним, что в фотометрии яркость элементарной площадки $d\sigma$ определяется через поток энергии излучения d^2F , посылаемой площадкой в направлении (θ , φ) в элементарном телесном угле $d\omega$:

$$d^{2}F = B(\theta, \phi) \cos \theta \, d\sigma \, d\omega. \qquad (1.10)$$

Если мы вспомним, что в электромагнитном поле плотность потока энергии определяется вектором Пойнтинга, то из формулы (1.10) следует, что в электродинамике яркость — это среднее значение модуля вектора Пойнтинга пучка плоских волн, распространяющихся внутри телесного угла dw. В фотометрии также дается другое определение яркости. Представим себе, что мы расположили приемник излучения нормально к оси приходящего пучка. Тогда (нормальная) освещенность, создаваемая излучением на приемнике, будет

$$dE_n = d^2 F/d\sigma = B \, d\omega. \tag{1.11}$$

В этом определении, которое, разумеется, эквивалентно двум предыдущим, яркость является характеристикой пучка излучения самого по себе, оно не связано с излучающей поверхностью [21].

Для полного описания светового поля в данной точке моря нужно задать тело распределения яркости — скалярную функцию $B(\mathbf{i}) = B(\theta, \phi)$ в полном телесном угле 4π . Заметим, что эта функция может быть сколь угодно сложного строения. Задавая ее значение по нескольким направлениям, мы ничего не можем сказать о ее значении в любом другом направлении, т. е. она не имеет тензорной природы. Зная тело распределения яркости, можно определить любую характеристику светового поля в данной точке. Разумеется, переход от тела яркости к различным интегральным, усредненным характеристикам ухудшает наше знание светового поля. Это переход от полного знания к неполному, но мы вынуждены это делать, так как полное определение светового поля очень трудно. Между тем во многих случаях использование усредненных характеристик оказывается достаточным.

После тела распределения яркости следующей характеристикой (по степени подробности описания поля) является тело распределения освещенности. Поместим в рассматриваемой точке произвольно ориентированную малую площадку. Для освещенности ее получим

$$E(\theta, \varphi) = \int_{(2\pi)} \cos \gamma \, dE_{\mu} = \int_{(2\pi)} B(\theta', \varphi') \cos \gamma \, d\omega'. \qquad (1.12)$$

Углами (θ , φ) мы отметили положение нормали к площадке, а углами (θ' , φ')— направление луча, падающего на площадку; γ — угол между этими направлениями. Если вдоль направления (θ , φ) отложить значение освещенности $E(\theta, \varphi)$ и произвольно вращать элементарную площадку так, чтобы нормаль к ней описала угол 4π , то мы получим тело распределения освещенности.

Поля яркости и освещенности имеют существенно разную структуру. Поле яркости содержит полную информацию о световом поле, поле освещенности очень сглажено. Функции $E(\theta, \varphi)$ и $B(\theta, \varphi)$ связаны соотношением (1.12), которое содержит интегральный оператор сглаживания с ядром соз γ . Сглаживание это очень сильное, так что обернуть уравнение (1.12), т. е. восстановить поле яркости по полю освещенности в данной точке, невозможно — задача неоднозначна [21, с. 42].

С полем освещенности связана важная величина, характеризующая световое поле, — вектор переноса излучения Н. Величина

A B MOPE	Примечание		d ² F — поток энергии, переноси- мый язлучением, распростра- някощимся в малом телесном угле da, ось которого перпен- дикулярна облучаемой пло- цадке, do — ее размер	•	Втах, Вта — максимальная и минимальная яркости двух взаимно перпендикулярно по- ляризованных составляющих	Поток в море сквозь единич- ную горизонтальную площад- ку вниз (вверх); θ , ϕ — вер- тикальный и азимутальные углы	Плогность излучения р (количе- ство лучистой энергии в еди- нице объема) связана с E^0	формулой р= (1/с) <i>Е</i> о		Средняя облученность беско- нечно малой сферы раднусом г. Очевидно, что E ₃ = cp/4
roboro noл	Единица измерения		Br/(cp · m ²), W/(sr · m ²); Kд/m ² , cd/m ²			Br/m ² , W/m ² ; JK, IX	То же, что в п. 3	То же, что в п. 3		То же, что в п. 3
І.З ІИСАНИЯ СВЕ	Размерность	еристика	L-2J . Sr ⁻¹	ктеристики	Безразмерн.	MT-3 L-2J	MT-3 L-3J	WT-3 L-2J		MT-* L-2J
Таблица используемые для ог	Формула	 Основная характ 	$B = \frac{d^2 F}{d\omega d\sigma}$	II. Производные хара	$p = \frac{B_{\text{max}} - B_{\text{min}}}{B_{\text{max}} + B_{\text{min}}}$	$E_{\downarrow\uparrow} = + (-) \int_{B} (\theta, \varphi) \times \\ \times \cos \theta d\omega \\ \text{no BepxHeB (HHXHEB)} \\ \text{nonycopepe}$	$E^0 = \int_{(4\pi)} Bd\omega$	$E_{\downarrow\uparrow}^{0} = + (-) \int_{B} (\theta, \psi) d\omega$ no Bepx Heĥ (HINXHEĥ) noJycopepe	$\pi r^2 \int Bd\omega E_0$	$E_s = \frac{(33)}{437r^2} = {4}$
ристики,	Обозна- чение		e q		đ	$E_{\downarrow}(E_{\uparrow})$	9 1	$E_{\downarrow}^{0}(E_{\uparrow}^{0})$		Es
XAPAKTE	Нанменование		Яркость излучения (яр- кость)		Степень поляризации из. лучения	Облученность (освещен- ность) горнзонтальной. площадки сверху (сии- зу)	Пространственная облу- ченность (освещен- ность)	Полупространственная облученность (освещен- ность) сверху (снизу)	-	Сферическая облучен- ность (освещенность)
	Mh m∕n		-	•	5	ო	4	a		9

Вектор, проекции которого на осн равны потокам энергии, протекающим через площад- ки, ориентированные нор-	Вводится для всех шеств ти- пов облученности, указан- ных в п. 3-6. Обозначается и, а, а, а, а, а, а, соот-	всиственно Отношение облученностей свер- ху на глубние z и непосред- ственно под поверхностью	Наряду с <u>µ</u> часто вводят ве- личниу g(z) =1/µ(z). Ее на- зывают коэффициентом угло- вого распределения излучения	Отношение облученности снизу к облученности сверху на данном уровне в море	Отношение яркости излучения, выходящего из моря В, к яр- кости так же освещенного	адального рассспанала 20 Отношение яркостей моря в на- дир при $\lambda = 550$ нм н $\lambda = -450$ нм		
To жe, что в п. 3	W					_	Балл по шкале цветности	X
MT-3 L-2J	<u>ц</u>	Безразмерн.	Безразмерн.	Безразмерн.	Безразмерн.	Безразмерн.	Безразмерн.	ب
$H_{x} = E_{x, 1} - E_{x, 2}$ $H_{y} = E_{y, 1} - E_{y, 2}$ $H_{z} = E_{z, 1} - E_{z, 2}$	$\alpha(z) = \frac{-1}{E} \frac{dE}{dz}$	$\eta(z) = \frac{E_{\downarrow}(z)}{E_{\downarrow}(0)}$	$\mu(z) = \frac{\int \cos \Theta B(z, \theta, \varphi) d\omega}{\int B(z, \theta, \varphi) d\omega}$	$R(z) = \frac{E_{+}(z)}{E_{+}(z)}$	$\rho\left(\theta, \ \varphi\right) = \frac{B\left(\lambda, \ \theta, \ \varphi\right)}{B_{0}\left(\lambda\right)}$	$I = \frac{B}{B} \frac{(180^{\circ}, 550)}{(180^{\circ}, 450)}$		
X	α (2)	(<i>z</i>) L	$\frac{\mu(z)}{\cos\theta}$	R (z)	p (λ.θ. φ)	1	N	9 <i>z</i>
Вектор переноса излуче- шия (световой всктор)	Показатель вертикально- го ослабления облу- ченыости (освещенно- сти)	Коэффициент подводной облученности (освещен- ности)	Средний косинус излуче- ния, распространяюще-, гося в море	Коэффициент диффуано- го отражения (альбе- до) толщи моря	Коэффициевт яркости толщи моря	Индекс цвета вод моря	Цвет моря	Глубнна видимости стан- дартного белого диска (относительная про- зрачность)
2	æ	6	10	11	12	13	4	15

Н характеризует поток излучения через площадку. Он определяется формулой

$$H = \int_{(4\pi)} B(\theta', \phi') \cos \gamma \, d\omega' = E_1 - E_2, \qquad (1.13)$$

где E_1 и E_2 — значения освещенности площадки с разных сторон. Таким образом, поток излучения через площадку равен разности освещенностей этой площадки. По определению (1.12) освещенность только численным множителем отличается от силы светового давления. Таким образом, световой поток пропорционален результирующей силе давления, оказываемой светом на площадку. Поместим в рассматриваемую точку начало системы прямоугольных координат и введем потоки излучения в направлении координатных осей:

$$H_{x} = \int B(\theta', \phi') \cos \theta_{x} d\omega';$$

$$H_{y} = \int B(\theta', \phi') \cos \theta_{y} d\omega';$$

$$H_{z} = \int B(\theta', \phi') \cos \theta_{z} d\omega',$$

(1.14)

где через θ_x , θ_y , θ_z обозначены углы, образованные лучом с осями x, y, z. Нетрудно показать, что поток через любую площадку с нормалью і выражается через ортогональные составляющие $H_{x,y}$ H_y , H_z следующим образом:

$$H_{x}l_{x} + H_{y}l_{y} + H_{z}l_{z} = (\mathbf{H}, \mathbf{I}) = H_{l}.$$
 (1.15)

Таким образом, поток излучения в некотором направлении представляет собой проекцию вектора **H**, имеющего компоненты (1.14) на это направление.

Кроме яркости и освещенностей, используют также интегральные характеристики поля: объемную плотность энергии излучения ρ и среднюю освещенность в данной точке поля E_s . Для определения ρ представим себе вначале, что речь идет об узком пучке, который приходит из угла $d\omega$ на площадку $d\sigma$. Переносимый им поток будет: $d^2F = d\sigma B d\omega$. Он займет объем $dv = c d\sigma$; таким образом, $\rho = d^2F/dv = (1/c) B d\omega$. Очевидно, что в произвольном световом поле

$$\rho = \frac{1}{c} \int_{(4\pi)} B \, d\omega = \frac{1}{c} E^0. \tag{1.16}$$

Что касается E_s , то для определения ее укажем, что элементарный поток, приходящий на малую сферу радиуса r, равен $\pi r^2 B(\theta, \phi) d\omega$. Полный поток на сферу $F = \int_{(4\pi)} \pi r^2 B(\theta, \phi) d\omega$,

а средняя освещенность сферы

$$E_{s} = \frac{F}{4\pi r^{2}} = \frac{1}{4} \int_{(4\pi)} B \, d\omega = \frac{1}{4} E^{0} = \frac{c}{4} \rho. \quad (1.17)$$

Характеристики светового поля, указанные выше, были введены А. А. Гершуном [21] и Р. Прайзендорфером [170]. Измерение их в море несложно — нужен лишь подводный фотометр с соответствующей приставкой. Схема этих измерений приведена на рис. 1.4. Сравнительная простота этих измерений стала причиной того, что эти величины систематически изучаются в оптике океана. Между различными характеристиками существуют эмпирические зависимости, так что можно, зная одни из них, приближенно опре-



Рис. 1.4. Схема измерений характеристик светового поля: яркости, облученности (горизонтальной, полупространственной, пространственной).

делить другие. Эти эмпирические связи весьма полезны. Они рассмотрены в работах [25; 39; 164, гл. 4]. Некоторые из них мы укажем далее.

1.2.2. ТИПИЧНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ

Излучение, войдя под поверхность моря, ослабляется за счет поглощения (ИК и красная области спектра) и рассеяния. Показатель α_i зависит от λ и слабо от z. Это означает, что приблизительно

$$E_{\downarrow}(z, \lambda) = E_{\downarrow}(0, \lambda) e^{-\alpha_{\downarrow}(\lambda) z}. \qquad (1,18)$$

Нетрудно показать, что показатель $\alpha_{\downarrow}(z) = g_{\downarrow}(z)(x + \beta)$, где $g_{\downarrow}(z)$ — коэффициент, описывающий угловое распределение яркости в нисходящем потоке. В однородных водах этот коэффициент постоянен и формула (1.18) будет строго верна, если форма тела яркости неизменна с глубиной. При погружении в море в соответствии с формулой (1.4) прямой свет быстро исчезает и остается только рассеянный — самоосвещение среды. При этом тело яркости в воде постепенно поворачивается и его максимум смещается от направления на «преломленное» Солнце к вертикали. Величина g при этом также изменяется, но медленно. И действительно, эксперименты показывают, что, начиная с некоторого уровня, облученность убывает с глубиной приблизительно по экспоненциальному закону. Величина β обычно заметно меньше x (см. с. 29), величина $g_{\downarrow}(z)$ при высоком Солнце близка к единице, так что показатель $a_{\downarrow}(\lambda)$ близок к показателю поглощения $x(\lambda)$.

2*

Спектральная прозрачность поверхностных вод океанов была изучена Н. Ерловым. Обобщение данных наблюдений позволило ему выделить три основных оптических типа вод — I, II и III, к которым в дальнейшем было добавлено два промежуточных: IA и IB. Значения $\alpha_i(\lambda)$ для различных типов вод приведены в табл. 1.4 [25]. Эти значения (стандарты Ерлова) применяются для оптической классификации вод Мирового океана (подробнее см. главу 5). Мы привели данные только по α_i . По другим показателям α данных довольно мало, но, как отмечает А. А. Иванов [28], они все близки друг к другу. Это означает, что при оценках данными табл. 1.4 можно пользоваться для любых α .

	Таблица 1.4				
показатель вертикального	ослабления	океанских	вод а,	(λ) ((M-I)

Тип					λнм	_			
вод	310	350	400	450	500	550	600	650	700
I IA IB II III	0,15 0,19 0,22 0,37 0,65	0,062 0,078 0,10 0,17 0,31	0,028 0,038 0,051 0,094 0,19	0,019 0,026 0,036 0,067 0,13	0,028 0,031 0,042 0,070 0,12	0,063 0,067 0,073 0,089 0,12	0,24 0,24 0,25 0,26 0,30	0,36 0,37 0,38 0,40 0,45	0,56 0,57 0,58 0,62 0,65

Наиболее прозрачный участок расположен при $\lambda = 460$ нм в синей области. С глубиной спектр облученности сужается, максимум кривой спектрального распределения в чистых океанских водах смещается в область $\lambda_{max} = 460$ нм. Типичное изменение спектрального состава облученности с глубиной представлено на рис. 1.5 [за 100 % принято E_4 (λ_{max}) под поверхностью]. В солнечную погоду в однородных водах α_4 несколько увеличивается с глубиной и достигает предельного значения в глубинном режиме. Практически на глубинах, превышающих 100 м, остается только синий свет. Поэтому для этих глубин можно рекомендовать единый коэффициент α_4 (относящийся к $\lambda = 460$ нм). Типичные глубинные значения α_4 для чистых вод открытых океанских районов приведены в табл. 1.5 [25].

Таблица 1.5

показатель вертикального ослабления a_1 для больших глубин

Район	Интервал глубин, м	αţ м~i
Саргассово море	100400 400500	0,040 0,038
Северная часть Атлантического оке-	100350	0.031
апа Западная часть Индийского океана Близ Таити Мировой океан в целом	200—800 100—400	0,0220,033 0,034 0,03- 0,04

Абсолютные значения облученности на различных глубинах зависят от облученности поверхности, и, если известно α_i (λ), то их легко рассчитать по (1.18). Показатель α_i всегда меньше ε . Приблизительно, как следует из одновременных измерений α_i и ε для $\lambda = 520 \dots 540$ нм [38],

$$\alpha_1 = 0,20\varepsilon \pm 0,02. \tag{1.19}$$

И действительно, для открытых районов океана в табл. 1.2 и 1.4 находим $\varepsilon = 0,23 \text{ м}^{-1}$, $\alpha_1 = 0,05 \text{ м}^{-1}$. Показатель α_1 , как и другие вторичные характеристики, зависит от структуры светового поля. При изменении высоты Солнца он изменяется по закону



Рис. 1.5. Спектральный состав дневного света на разных глубинах в океане (глубины в метрах указаны на кривых).



Рис. 1.6. Убывание с глубиной горизонтальной облученности сверху.

 $\alpha = \alpha_0 \sec j$, где α_0 — показатель при Солнце в зените, j — угол преломления солнечного света. Изменение облученности с глубиной для пяти типов вод, выделенных Ерловым (в процентах от поверхностной облученности), при $\lambda = 465$ нм представлено на рис. 1.6.

Стандарты Ерлова определены по наблюдениям облученности с широкими стеклянными фильтрами. Используя данные своих наблюдений за $E_{\downarrow}(\lambda)$, а также данные А. Мореля и Л. Прийора, полученные приборами с высоким спектральным разрешением; В. Н. Пелевин и В. А. Рутковская недавно предложили более детальную оптическую классификацию вод [70]. В их работе построена номограмма, которая позволяет определять α (λ) по значению $\alpha \downarrow$ (500 нм).

1.2.3. ПОКАЗАТЕЛЬ ПОГЛОЩЕНИЯ И ДИВЕРГЕНЦИЯ СВЕТОВОГО ВЕКТОРА. ФОРМУЛА ГЕРШУНА

Мы уже отмечали, что в гидрооптике широко используются связи между различными гидрооптическими характеристиками. В большинстве своем это эмпирические соотношения вроде формулы (1.19), область применения которых точно неизвестна. В этом смысле важное значение имеют точные формулы, верные в любых условиях. Одна из них — это связь между показателем \varkappa и дивергенцией светового вектора **H**. Вывод ее очень прост. При поглощении энергия электромагнитного поля переходит в тепло. Пусть q диссипативная функция системы. Она равна количеству тепла, которое возникает в единице объема за единицу времени. В соответствии с определением показателя \varkappa количество тепла dQ, которое в объеме $dv = dld\sigma$ возникает от элементарного пучка излучения $Bd\omega$, будет $dQ = \varkappa d\sigma Bd\omega dl$, а значит, $dq = dQ/dv = \varkappa Bd\omega$. Если рассматриваемый элемент объема облучается со всех сторон с яркостью $B(\theta, \varphi)$, то полное количество тепла, которое выделится в единице объема, будет равно

$$q = \varkappa \int_{(4\pi)} B(\theta, \phi) d\omega = \varkappa E^{0}.$$

Выделим теперь в световом поле объем V, замкнутый поверхностью S. Поток световой энергии из этого объема наружу равен $\int_{(S)} H_n ds$, где H_n — проекция вектора H на внешнюю нормаль к ds.

По теореме Гаусса

$$\int_{S_1} H_n \, ds = \int_V \operatorname{div} \mathbf{H} \, dv,$$

т. e. div H — это плотность источников или стоков энергии электромагнитного поля. В стационарных условиях, очевидно,

$$q = - \operatorname{div} \mathbf{H}.$$

Таким образом, имеем

$$\varkappa = -(1/E^0) \operatorname{div} \mathbf{H}.$$
 (1.20)

Формула (1.20) называется соотношением Гершуна. Она используется в гидрооптике для определения х. В океане подводная облученность практически зависит только от глубины z, т. е. div $\mathbf{H} = d(E_{\downarrow} - E_{\uparrow})/dz$. Следовательно,

$$= -(1/E^{\circ}) \left[\left(dE_{\downarrow}/dz \right) - \left(dE_{\uparrow}/dz \right) \right] \approx -(1/E^{\circ}) \left(dE_{\downarrow}/dz \right), \quad (1.21)$$

поскольку обычно $dE_{\dagger}/dz \ll dE_{\dagger}/dz^*$. Таким образом, для определения и нужно измерить E^0 и градиент нисходящей облученности E_{\dagger} .

^{*} Показатели α_{\downarrow} и α_{\uparrow} примерно одинаковы, а значит, производные в (1.21) относятся, как величины $E_{\uparrow}/E_{\downarrow} = R$. Коэффициент диффузного отражения $R_{.}$ обычно около 2 %.

1.3. ГЛУБИНА ВИДИМОСТИ БЕЛОГО ДИСКА И ЦВЕТ МОРЯ

1.3.1. БЕЛЫЙ ДИСК

Простейший способ оценки прозрачности морской воды по глубине видимости белого грунта еще в начале XVIII в. был описан П. Бугером. О. Коцебу в 1817 г. изучал прозрачность вод Тихого океана по глубине видимости белой тарелки и куска красной материи. Секки и Чиальди в 1865 г. систематически использовали белые и цветные диски для оценки прозрачности вод Средиземного моря. Постепенно наблюдения эти были стандартизированы [35, 39]. Металлический круг диаметром 30 см, выкрашенный белой масляной краской, с прикрепленным к нему грузом ~50 кг (для предотвращения сноса) опускают за борт в море. Замечают глубины исчезновения L_2 и появления L_1 диска ($L_2 > L_1$). Относительной прозрачностью z_6 называют ($L_2 + L_1$)/2.

Наблюдения с диском из-за их простоты получили широкое распространение. Ими охвачена вся акватория Мирового океана. На конец 1976 г. имелось около 300 тысяч наблюдений, примерно половина из них приходится на собственно океаны, вторая половина — на моря. Точность определения 26 при спокойном море $\pm 0,5$ м, при волнении до 4 баллов она равна $\pm (1-2)$ м; при большем волнении измерения не рекомендуются. При больших z₆, т. е. в прозрачных водах, на значение 26 сильно влияют условия освещения и волнение. При изменчивой освещенности и бликах заметно возрастает порог контрастной чувствительности глаза и и 26 уменьшается, по данным работы [52], до 20 %. Для уменьшения этого эффекта в работах [5, 52] рекомендуется производить наблюдения диска через ящик со стеклянным дном. Значения 26 в разных морях и океанах мы рассмотрим в главе 5. Здесь приведем небольшую таблицу (табл. 1.6). Вообще говоря, отметим, что 26 изменяется от значений порядка метра в реках и озерах до 67 м. Это рекордное значение было обнаружено В. М. Павловым в 5-м рейсе НИС «Дмитрий Менделеев» в апреле 1971 г. [69]. Станция находилась в зоне южной тропической конвергенции в Тихом океане к северо-западу от о. Раротонга, в точке с координатами 19°04' ю. ш., 162°36' з. д.*

Таблица 1.6

ОТНОСИТЕЛЬНАЯ ПРОЗРАЧНОСТЬ 26 (м)

Панамский	залив		•		•	•	•	•	•	•	10	Черное море	. 25
Балтийское	море	•	•	•	•	•	•	•		•	13	Бенгальский залив	. 45
Баренцево	море	•	•	•	•	•	•	•	•		18	Саргассово море	. 62

^{*} Обычно рекордной называют $z_6 = 66,5$ м. Оно наблюдалось О. Крюммелем в 1879 г. в Саргассовом море. Эти наблюдения, однако, проводились с двухметровым диском. При переходе к стандартному диску z_6 надо уменьшить на 6 %, что дает $z_6 = 62$ м.

Укажем формулу, связывающую z₆ с оптическими характеристиками воды.

Контраст, который диск, находящийся на глубине z, составляет с окружающим фоном, будет, как обычно, определяться выражением

$$K(z) = [B_{R}(z) - B_{\Phi}(z)]/B_{R}(z).$$

Предположим для простоты, что наблюдатель находится непосредственно под поверхностью воды. В этом случае яркости диска и фона, приходящие в глаз наблюдателя, будут

$$B_{\mathrm{A}} = B_{\mathrm{A}}^{0} e^{-\varepsilon z} + D(z);$$

$$B_{\mathrm{A}} = B_{\mathrm{A}}^{0} e^{-\varepsilon z} + D(z).$$

Здесь D(z) — яркость рассеянного света моря (яркость дымки); B^0_A и B^0_{Φ} — яркости диска и фона на глубине z — уровне расположения диска. Они пропорциональны освещенности E(z) на этом уровне:

$$B_{\rm A}^{0} = b_{\rm B} E(z); \ B_{\Phi}^{0} = b_{\Phi} E(z),$$

где b_д и b_ф — коэффициенты яркости диска и фона.

Окончательно получим

$$K(z) = K_0/(1+f);$$

$$K_0 = (b_{\rm A} - b_{\rm P})/b_{\rm A}; \ f = (D/b_{\rm A}) \left[e^{zz}/E(z) \right].$$

В теории наклонной видимости величина f называется коэффициентом задымленности, K₀ — начальным контрастом.

При глубинах, близких к предельным, $f \gg 1$. Следовательно,

$$K(z) = K_0 (b_{\rm A} E_0/D) e^{-(\varepsilon + \alpha_{\downarrow}) z}$$

так как $E = E_0 e^{-\alpha_{\downarrow} z}$. Эта формула, строго говоря, верна при больших z. Полагая в ней $K_0 b_{\pi} E_0 / D = K$, легко найдем

$$K(z) = \widetilde{K} e^{-(\varepsilon + \alpha_{\downarrow}) z}.$$
 (1.22)

На предельных глубинах D = const и K не зависит от z. Величина z становится равной z_5 , когда

$$K(z) = \mu$$

(µ — порог контрастной чувствительности глаза).

Таким образом, для z₆ найдем

$$z_6 = c'/(\varepsilon + \alpha_{\downarrow}). \tag{1.23}$$

В константу с' мы включили и характеристику трансформации контраста при прохождении морской поверхности. Если принять α_i = ηε, то найдем

$$z_6 = c/\epsilon$$
.

24

(1.24)

Зависимость (1.24) изучалась рядом авторов. А. А. Гершун [5] сопоставил данные о z_6 и значения є в средней части видимого спектра более чем в 30 точках. Наблюдения проводились во внутренних морях СССР. Оказалось, что $c \approx 8$ (рис. 1.7). По этим же данным $\alpha_1 z_6 \simeq 2$. Таким образом, по Гершуну, $\alpha_1 = 0,25\varepsilon$. В работе [58] исследована корреляция между средним значением $\varepsilon(z)$ для слоя $0 - z_6$ и величиной z_6 . При этом было использовано 111 точек, охватывающих практически все районы Мирового океана. Автор нашел то же значение c = 8 с коэффициентом корреляции $r = 0,94 \pm 0,01$.



Рис. 1.7. Связь между z₆ н с. Крестики — экспериментальные данные, сплошная линия — по (1.24) при c=8.

В работе [38] на материале наблюдений примерно 100 станций также в разных районах океана вычислялся коэффициент корреляции r между z_6 и ($\varepsilon + \alpha_4$) и между z_6 и ε (значения ε и α_4 брались для $\lambda = 520$ нм). Для формулы (1.23) r оказался равным 0,95, при этом c' = 8,15; для (1.24) r несколько меньше — 0,88, а c = 7,0. При учете формулы (1.19) значения c и c' практически совпадают (c = c'/1,2). В работе [38] подчеркивается, что связь между z_6 и ε и α_4 более устойчива, если наблюдения над z_6 проводить в однородных условиях — при спокойном море и в пасмурную погоду.

Более полная теория z_6 , учитывающая ореол, возникающий вокруг диска, и зависимость порога μ от ширины зоны размытия, построена в работе [52]. Для нас важно, что в ней также подтверждается возможность использования формул (1.23) и (1.24) в реальных условиях.

1.3.2. ЦВЕТ МОРЯ

Известно, что цвет различных морей неодинаков. Насыщенный синий цвет тропических и субтропических областей океана переходит в сине-зеленый и зеленый в более высоких широтах и к белесоватозеленым оттенкам в мутных прибрежных водах. Заметно отличаются, например, цвета вод Балтийского, Красного или Белого морей. Это привело к мысли использовать видимый цвет морской воды в качестве океанологической характеристики. Для определения цвета моря в конце прошлого века Форелем. и Уле была предложена специальная шкала цветности * (набот пробирок с цветными жидкостями). Баллы цветности океанской воды приведены в табл. 1.7.

Т	a	бл	ИΠ	a	1	.7
				_	-	••

	Пропор	оцня, %			Пропорция, 9	,
Балл N	синия	желтый	Балл N	синий	желтый	корнчневый
I II IV VI VII VII IX XI	100 98 95 91 86 80 73 65 56 46 35	0 2 5 9 14 20 27 35 44 54 65	XI XIII XIV XV XVI XVII XVIII XIX XX XXI	35 35 35 35 35 35 35 35 35 35 35 35 35 3	65 60 55 50 45 40 35 30 25 20 15	0 5 10 15 20 25 30 35 40 45 50

ШКАЛА ЦВЕТНОСТИ ОКЕАНСКОЙ ВОДЫ

Определение цвета моря состоит в визуальном подборе пробирки, цвет раствора которой ближе других к цвету моря. Цвет моря при этом обозначается номером соответствующей пробирки шкалы — баллом цветности N. Синий раствор был изготовлен Форелем из смеси медного купороса и аммиака (при этом возникает комплексная соль Cu(NH₃)₄SO₄·H₂O), желтый из 0,5 %-ного раствора хромистого калия (хромпика). Уле добавил коричневый цвет, который изготовляется из сульфата кобальта и аммиака.

С возрастанием балла N от I до XI доля синего раствора уменьшается до 35 %, для N > XI она постоянна, но уменьшается доля желтого и возрастает вклад коричневого раствора.

Видимый цвет моря, однако, меняется не только от района к району, но и при изменении условий освещения и даже углов наблюдения. Это сильно осложнило первоначально простую мысль о цветовом индексе разнообразных вод. Однако простота наблюдений за цветом моря привела к тому, что цвет и по сей день является широко используемой океанологической характеристикой. Для уменьшения искажающего влияния угла наблюдения и гидрометеорологических условий методика наблюдений стандартизована. При наблюдении цвет пробирки сравнивают с цветом столба океанской воды, рассматриваемого на фоне стандартного белого диска, опущенного на $z_6/2$. Отметим, например, что для вод Средиземного

^{*} Ее раньше называли шкалой Фореля—Уле по имени предложивших ее ученых [Forel F. (1895), Ule W. (1892)].

моря и открытых районов океанов N равно I—II, Каспийского моря VII—IX, устьев рек в Балтийском море XII, ветвей Обь-Енисейского течения в Карском море XIX.

Остановимся кратко на теории цветового зрения. Известно, что любой цветовой оттенок может быть получен путем смешения в определенной пропорции трех основных цветов. Это связано с тем, что светочувствительные элементы в сетчатке глаза содержат три вида пигментов, спектры поглощения которых различны. Один вид хорошо поглощает красный свет, другой — зеленый, третий — синий. Световой поток, попадающий в глаз, вызывает у светочувствительных элементов сетчатки реакцию, которая зависит от спектрального состава падающего света.

Если исключить всякого рода аномальные условия, например очень малые угловые размеры предмета и другое, то цветовое ощущение среднего человеческого глаза может быть описано количественно с помощью так называемых координат цветности излучения *x*, *y* и *z*. Эти координаты определяются по формулам

$$\ddot{x} = X/(X + Y + Z); \ y = Y/(X + Y + Z); \ z = Z/(X + Y + Z).$$
 (1.25)

Величины X, Y и Z вычисляются через спектральную плотность потока излучения $E(\lambda)$, приходящего в глаз наблюдателя, по формулам

$$X = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E(\lambda) \, \bar{x}(\lambda) \, d\lambda; \ Y = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E(\lambda) \, \bar{y}(\lambda) \, d\lambda; \ Z = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E(\lambda) \, \bar{z}(\lambda) \, d\lambda, \ (1.26)$$

где $\bar{x}(\lambda)$, $\bar{y}(\lambda)$, $\bar{z}(\lambda)$ — так называемые удельные координаты цветности. Это кривые, описывающие спектральную чувствительность цветовых рецепторов глаза. Пределы интегрирования λ_1 и λ_2 определяются границами видимого света и равны 380 и 780 нм. Так как x+y+z=1, то для однозначного указания места какого-либо цвета в пространстве цветов достаточно знания только двух координат, скажем x и y.

Вычислим координаты x и y видимых монохроматических излучений и расположим их последовательно от 380 до 780 нм на плоскости (x, y). Они образуют кривую, называемую диаграммой цветности. Если мы соединим прямой линией крайние точки — фиолетовый и красный концы спектра, то полученная замкнутая фигура очертит множество всех реальных цветов (рис. 1.8).

Помимо указания цветовых координат x и y, существует другой способ определения цвета. Он основан на понятии белого цвета и на том, что любой цвет может быть получен из смешения белого и монохроматического цветов в определенной пропорции*. Белый цвет образуется однородной смесью трех основных цветов. Для него $E(\lambda) = \text{const}; X = Y = Z = 1$ и $x = y = z = \frac{1}{3}$. На днаграмме цветности он изображается точкой $S(\tilde{x} = y = \frac{1}{3})$. Положение

^{*} Это не противоречит правилу смешения цветов: ведь белый цвет есть сумма двух так называемых дополнительных цветов.

любой точки Q на плоскости однозначно определяется указанием A — точки пересечения прямой SQ с диаграммой цветности и отношением P = QS/AS. Величина P называется чистотой цвета. Она определяет пропорции, в которых чистый цвет A смешан с белым S. Для монохроматического излучения точка Q совпадает с точкой A. В этом случае P = 100 %. Второй способ задания цвета состоит, таким образом, в том, что задается цвет излучения (точка A) и чистота цвета P.

Для иллюстрации сказанного обратимся к табл. 1.8. Там указаны данные о цвете и чистоте цвета восходящего излучения в поверхностных слоях некоторых морей [25].



Рис. 1.8. Диаграмма цветности.

Из таблицы видно, что как в океанах, так и в Средиземном море цвет излучения синий, чистота его велика; в Балтийском море зеленый, мутный (чистота его мала).

Район	Координаты	Высота Солнца, °	Цвет А ны	Чистота цвета Р %
Тихий океан	1°20'ю. ш. 167°23' в. д.	61	473	85
Индийский океан	11°25'ю. ш. 102°08' в. д.	80	474	84
Средиземное море	33°54'с. ш. 28°17' в. д.	74	473	83
Черное море	43°17'с. ш. 40°04' в. д.	49	492	51
Балтийское море	60°с. ш. 19° в. д.	55	540	24

Таблица 1.8 Цвет и чистота цвета некоторых морей

Рассмотрим теперь связь между цветом моря и оптическими свойствами морской воды. При наблюдении с борта корабля полная яркость моря $B = B_r + B_d$. Она складывается из яркостей отраженного света B_r и света, рассеянного глубинами моря B_d . Соотношение между яркостями B_r и B_d зависит от углов наблюдения (θ , φ), от высоты Солнца и метеообстановки, от показателей рас-

сеяния и поглощения света в морской воде. Цвет моря изменяется в зависимости от всех этих обстоятельств. Яркость отраженного света *B*, от оптических свойств морской воды не зависит. При использовании цвета как океанологической характеристики она является главным мешающим обстоятельством. Поэтому наблюдать цвет моря надо так, чтобы доля *B*, была минимальной. Она уменьшается при наблюдении вертикально вниз, в ясную погоду и т. д. Если вклад *B*, невелик или она меняется мало, то изменчивость цвета разных морей и океанов будет вызвана изменчивостью спектрального состава пучка, выходящего из моря. Коэффициент яркости толщи моря определяется формулой [12]

$$\rho(\lambda) = \frac{\sigma_{\lambda} (180^{\circ})}{2 [\kappa(\lambda) + \beta(\lambda)]}.$$
 (1.27)

Здесь $\sigma_{\lambda}(180^{\circ})$ — показатель рассеяния для $\gamma = 180^{\circ}$, $\varkappa(\lambda)$ и $\beta(\lambda)$ — показатели поглощения и рассеяния назад (см. табл. 1.1).

Собственный цвет моря зависит от спектральной изменчивости $\sigma_{\lambda}(180^{\circ}), \varkappa(\lambda)$ и $\beta(\lambda)$. Как показано в работе [12], в спектральной области 0,39—0,61 мкм величина $\beta(\lambda)/[\varkappa(\lambda) + \beta(\lambda)]$ составляет около 15—20 %. Поэтому величиной $\beta(\lambda)$ иногда пренебрегают и формулу (1.27) пишут в виде

$$\rho(\lambda) = \frac{\sigma_{\lambda} (180^{\circ})}{2\kappa (\lambda)}.$$
 (1.28)

Более того, поскольку изменчивость $\kappa(\lambda)$ значительно больше, чем $\sigma_{\lambda}(180^{\circ})$, часто грубо считают, что собственный цвет моря является характеристикой спектральной изменчивости показателя поглощения $\kappa(\lambda)$. Чем чище, прозрачнее вода, тем минимум $\kappa(\lambda)$ сдвинут дальше в синюю область. Насыщенный сине-голубой цвет (N = I - II) - цвет прозрачных вод, океанских пустынь. Это означает, что с ростом прозрачности, т. е. z_6 , балл N должен уменьшаться. Подобное соотношение было отмечено уже в работе [5]. Разумеется, связь между z_6 и N довольно грубая, поскольку z_6 зависит от е, а цвет и балл цветности N - от $\kappa(\lambda)$.

В работе [88] авторы установили эмпирические связи между индексом цвета / и z₆ и / и баллом N:

$$I = Dz_{6}^{-b}, D = 123, b = 2,02;$$

$$I = CN^{a}, C = 6,54 \cdot 10^{-3}, a = 2,67.$$
 (1.29)

Связь между индексом I и баллом N, естественно, более тесная. Из графика в работе [88] видно, что разброс точек там небольшой, коэффициент корреляции $r = 0.97 \pm 0.02$. Связь между I и z_6 хуже. Авторы утверждают, что здесь $r = 0.93 \pm 0.02$. Из данных в работе [88] видно, что область, где одновременно действуют обе формулы, это II $< N \leq XII$, $40 \ge z_6 \ge 5$ м. В этой области

$$z_6 = 137N^{-1,32}; N = 40z_6^{-0,75}.$$
 (1.30)

Из формул (1.30) находим (табл. 1.9):

Таблица 1.9

связь z_6 с баллом цветности N							
N	11	IV	VI	VIII	Х	XII	·XIV
<i>z</i> ₆ M	55	22	13	8,8 .	6,6	5,1	4,2

Связь между z₆ и баллом N иллюстрируется картами изолиний этих величин в юго-западной части Карского моря, составленными К. А. Гомоюновым (см. [5, рис. 38а, 386]). Карты хорошо согласуются друг с другом и с картой течений в этом районе. На «оптических» картах отчетливо видны три ветви обь-енисейского течения, идущие вдоль параллелей на запад.

Глава 2

ФАКТОРЫ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИЕ ОПТИЧЕСКИЕ СВОИСТВА ОКЕАНСКОИ ВОДЫ

2.1. ЧИСТАЯ ВОДА И РАСТВОРЕННЫЕ ВЕЩЕСТВА

2.1.1. ЧИСТАЯ ВОДА

Океанская вода представляет собой сложную физико-химико-биологическую систему. Она содержит в себе растворенные вещества, взвесь, множество разнообразных живых организмов. За счет взвеси и всякого рода других неоднородностей океанская вода сильно рассеивает свет, т. е. является мутной средой. Оптические свойства ее зависят от состава и от физического состояния (температуры, давления и т. д.). Ниже речь пойдет о растворенных и взвешенных веществах, содержащихся в океанской воде, об их распределении по поверхности океана и изменении с глубиной. Все эти вопросы изучаются в химии, биологии и геологии океана. Мы кратко изложим основные сведения по этим вопросам, обращая внимание на те особенности, которые существенны для оптики. Более подробные данные см. в соответствующих томах серии «Океанология» [65, 66].

При использовании данных о составе океанской воды для анализа оптических свойств нужно учитывать, что методы изучения состава воды еще очень несовершенны. Это относится не только к таким деликатным компонентам, как живые организмы и растворенное органическое вещество, но также и к частицам минеральной взвеси. Тонкие частицы взвеси, оказывающие существенное влияние на оптику, стандартными методами улавливаются плохо. Поэтому прямое сопоставление оптических характеристик и данных по составу, полученных стандартными методами, обычно невозможно. Более того, часто только косвенные оптические методы дают надежные данные по составу воды. Тем не менее при анализе оптики океанской воды невозможно игнорировать (пусть несовершенные) данные о составе воды, полученные в океанологии. Их следует учитывать, разумеется, принимая во внимание их реальное содержание.

Главное, что влияет на оптику океанской воды, это оптически активные компоненты: чистая вода, растворенные вещества (неорганические и органические), взвесь (минеральная и органическая). Кроме этих факторов, на распространение света в море влияют пузырьки воздуха и неоднородности, возникающие в результате турбулентности. Пузырьки, однако, в заметном количестве наблюдаются только в самом верхнем, поверхностном слое моря. Вклад турбулентных неоднородностей в изучаемые нами характеристики очень мал. Поэтому займемся тремя главными компонентами. Добавим, что оптические характеристики воды можно рассчитывать как суперпозицию характеристик ее отдельных компонент.

Под чистой водой мы будем понимать химически чистое вещество. Она является смесью нескольких видов изотопов молекулы воды с различной молекулярной массой. В настоящее время в лаборатории получено 36 различных изотопов. Некоторые из них имеют очень малое время жизни и практически не встречаются в природных водах. Кроме основного изотопа H₂⁴⁶O, в природных водах встречаются молекулы тяжелокислородной воды H₂¹⁸O, H₂¹⁷O и тяжелой воды HDO. Доля различных изотопов в природной воде зависит от ее происхождения. Подробные данные по этому поводу приведены в работе [32]. Для указанных выше трех изотопов она колеблется соответственно около 2; 0,4; 0,3 ‰. Хотя оптические свойства отдельных изотопов изучены недостаточно, уже сейчас известно, что они заметно различны. Так, по данным работы [178] спектр поглощения легкой, т. е. обычной, воды имеет размытую полосу с минимумом в синей области при $\lambda_{H,O} = 475$ нм, показатель поглощения там $x = 1.8 \cdot 10^{-6}$ м⁻¹, тогда как у тяжелой воды D₂O минимум сдвинут в оранжевую область к $\lambda_{\rm D,O} = 600$ нм, и х там равен 1,9·10-6 м⁻¹ *. Следует ожидать также, что более легкие молекулы должны сильнее поляризоваться в электрическом поле. И действительно, например, для $\lambda = 589$ нм при T = 20 °C и p == 10⁵ Па показатель преломления H₂O больше, чем у D₂O, на 49.10⁻⁴, т. е. поляризуемость молекул H₂O на 15 % больше D₂O. Из-за малой концентрации растворов изотопов в основной воде обычно в задачах оптики океана влияние изотопов можно не учитывать. Тем не менее полезно иметь представление о величине эффекта.

Диапазон физических условий, в которых вода находится в океане, следующий: давление (1—1100) · 10⁵ Па, температура от —4 до 36 °C. Изменчивость ее оптических свойств в этом диапазоне

^{*} Этот сдвиг легко объяснить различием в колебательных частотах связей ОН и ОD. Далее мы укажем формулу (3.18), из которой видно, что основные частоты молекул H₂O и D₂O сдвинуты в $\sqrt{2}$ раз и соответственно сдвинуты все обертона, наложение которых и дает размытые полосы. И действительно, отношение $\lambda_{D_2O}/\lambda_{H_2O} \approx \sqrt{2}$.

сравнительно невелика, мы рассмотрим ее далее. Основная изменчивость оптических свойств вызвана изменчивостью растворенных веществ и взвеси.

2.1.2. НЕОРГАНИЧЕСКИЕ СОЛИ И ГАЗЫ

В морской воде растворены неорганические соли, газы и органические соединения. Газы присутствуют в воде в ничтожных количествах. и. хотя они имеют важное значение для биологии и геохимии океана, они слабо проявляют себя в оптике. Некоторое значение имеет только растворенный кислород и опосредованно азот. Главное значение для оптики океанской воды имеют неорганические соли и органические соединения. * Растворенные вещества оказывают влияние как на поглощающие, так и на рассеивающие свойства воды. В особенности велика их роль в поглощении видимого и УФ излучения, там, где чистая вода само по себе поглощает мало. В красном участке видимого спектра и в ИК области влияние растворенных веществ на поглощение невелико - они просто незаметны на фоне сильного поглощения самой воды. Влияние растворенных веществ на рассеяние связано с тепловыми флюктуациями концентрации раствора. Эти флюктуации увеличивают молекулярное рассеяние примерно на 30 %.

Рассмотрим данные о веществах, растворенных в океанской воде. Начнем с неорганических солей. Это вещества, такие, как NaCl, KCl, MgCl₂, MgSO₄, CaSO₄. Они составляют основную часть растворенных веществ. Из-за большой диэлектрической постоянной вода обладает большой диссоциирующей способностью. Поэтому молекулы солей в ней диссоциируют и находятся в виде ионов. В 80-х годах прошлого века экспедицией на «Челленджере» была открыта замечательная особенность океанской воды: хотя концентрация растворенных солей в океане заметно изменяется, относительные соотношения между основными солями неизменны **. Постоянство относительных концентраций нарушается вблизи эстуариев, так как солевой состав речной воды резко отличен от океанской, а также в морях, изолированных от океана (Каспийское, Красное). Подчеркнем, что этот принцип относится только к основным солям и не касается малых компонент. Их вклад. правда, не превышает 0,01 % полного количества растворенного вещества.

Добавим также, что, как отмечает А. С. Монин [60], исследования последних лет, выполненные с помощью высокочувствительной аппаратуры, показали, что постоянство главного ионного состава океанской воды строго не соблюдается. Хотя практическое

^{*} История исследований по химии океана изложена у Дж. Райли (см. [136, гл. 1]). Основателем химии океана он называет Роберта Бойля (1670). В этой области работали такие ученые, как Р. Гук и А. Лавуазье.

^{**} Факт постоянства относительного состава солей океана был замечен уже в начале XIX в. А. Марсе (1819) и окончательно установлен В. Диттмаром после анализа проб, собранных на «Челленджере». Некоторые авторы поэтому называют его принципом Марсе, а другие — законом Диттмара.

значение этого эффекта, вероятно, невелико и точная величина вариаций еще исследуется, тем не менее его следует иметь в виду.

Значение солености S полностью характеризует состав солей, растворенных в океане. Поэтому значение S (которое обычно выражают в промилле) можно определить по концентрации одной нз компонент. С этой целью обычно измеряют концентрацию иона Cl^{-} , содержание которого составляет около 55 % всех растворенных в воде веществ. Соленость S % определяют через хлорность ее Cl % с помощью следующей эмпирической формулы:

$$S = 1,80655C1.$$
 (2.1)

Эта уточненная формула используется с 1967 г., когда она была рекомендована МОК *. До этого времени более 60 лет применялась формула Кнудсена (1902)

$$S = 0.030 + 1.8050CI. \tag{2.2}$$

Кроме иона Cl⁻, важнейшие ионы, растворенные в океанской воде, это Na⁺, SO₄²⁻, Mg²⁺, Ca²⁺, K⁺. Помимо определения хлорности воды, которое производится с большой точностью (порядка 10^{-2} %) с помощью осаждения азотно-кислого серебра, для определения S сейчас широко используется измерение электропроводности. Электропроводность однозначно связана с соленостью; точность определения S составляет при этом 5 · 10⁻³ %.

Концентрация растворенных веществ g_i в химии океана задается двумя способами. Для основных составляющих указывается их отношение к хлорности, так называемые хлорные коэффициенты (g_i/Cl) . Хлорность же, так же как и соленость, дается в граммах на килограмм океанской воды, т. е. в промилле. Для газов, микроэлементов и бногенных элементов концентрация выражается в миллиграммах (или микрограммах) на литр океанской воды при температуре 20 °C **. От концентрации в литрах можно перейти к концентрации в килограммах, если поделить на плотность.

Распределение солености по поверхности Мирового океана в основном регулируется двумя процессами: соотношением между испарением E см/год и осадками P см/год и перемешиванием поверхностных вод с нижележащими слоями. Для прибрежных районов важно также учитывать речной сток, для полярных — таяние и образование льдов. На рис. 2.1 сравнивается широтное изменение разности (E - P) с соленостью поверхностных вод S. Мы видим, что

^{*} МОК — Межправительственная океанографическая комиссия. Она была создана в 1960 г. в рамках Организации Объединенных Наций по вопросам образования, науки и культуры (ЮНЕСКО). На январь 1979 г. в состав МОК эходили 103 страны, в том числе СССР и УССР.

^{**} Ранее для концентрации использовались также миллиграмм-атомы (мг-ат) тоже на литр при T=20 °C. Представление концентрации в миллиграмм-атомах или микрограмм-атомах удобно тем, что оно не зависит от химического соедидения, в которое входит рассматриваемый элемент, тогда как при использовании единиц миллиграмм на литр нужно указать формулу соединения, в котором элемент содержится.

в огромной широтной области от 40° с. ш. до 60° ю. ш. ход обеих кривых очень похож *. В субтропических районах испарение E значительно превышает осадки P — здесь соленость максимальная. В области экватора картина обратная — здесь велики осадки P и соленость поверхностных вод падает. В высоких широтах в особенности северного полушария S заметно уменьшается. В областях выше 70° с. ш. она равна 32—30 ‰.

В целом соленость в открытом океане изменяется от 33 до 37 ‰, среднее значение ее около 34,7 ‰. Общая картина, описываемая графиками рис. 2.1, сильно трансформируется при рассмотрении отдельных морей, для которых затруднен водообмен с океаном.



Рис. 2.1. Широтное изменение разности между среднегодовыми значениями испарений и осадков (*E—P*) и солености S поверхностных вод.

Так, соленость Красного моря превышает 40‰, тогда как в северной части Балтики она равна всего 4‰.

Рассмотрим изменение солености с глубиной. Поскольку внизу должны находиться более плотные воды, а с увеличением S плотность возрастает, можно было бы думать, что соленость также должна возрастать с глубиной. В действительности это имеет место не всегда. Дело в том, что положительная стратификация в океане поддерживается значительным убыванием температуры с глубиной. Поэтому распределение солености часто носит сложный характер и связано с общей циркуляцией воды. На рис. 2.2 (по [80]) приведены распределения S(z). Мы видим, что в высоких широтах, там, где температурный градиент мал, S действительно растет с глубиной. В низких же и средних широтах на глубинах 500-1500 м наблюдается слой пониженной солености. Это происходит не только в Атлантическом и Тихом океанах, к которым относится рис. 2.2, но также и в Индийском океане. Промежуточный слой пониженной солености (от 34 до 34,8 ‰) называется антарктической промежуточной водой (АПВ). Эта мощная водная масса формируется в Антарктике в зоне 45-65° ю. ш. в море Уэдделла и прилегающих к нему областях пониженной солености. На глубинах 500-1500 м

^{*} Тесная связь между полями S и разности (E—P) убедительно может быть проиллюстрирована сопоставлением мировых карт обоих полей. Это сделано в работе [14].

она распространяется далеко на север во всех трех океанах (подробнее см. [14, 80]) *.

Кроме общей солености S, для оптики интерес представляет также концентрация бромидов — аниона Br⁻. В справочнике [74] средний хлорный коэффициент для Br⁻ по океану принят равным 3,48× ×10⁻³, диапазон наблюденных значений его $(3,25-4,4) \cdot 10^{-3}$. В [74] указаны также средние значения и диапазоны для отдельных морей. Из-за несовершенства методов анализа данные о концентрации Br⁻, полученные разными авторами, заметно отличаются друг



Рис. 2.2. Изменение солености с глубиной: 1 — низкие (среднее по поясу 0—10° с. ш.); 2 — высокие (пояс 50—60° с. ш.) широты. а — Атлантический океан. 6 — Тихий океан.

от друга. Поэтому в работе [136] рекомендуется считать бромиды консервативной субстанцией и хлорный коэффициент для нее принимать постоянным и равным 3,48 · 10⁻³.

Поскольку соленость сильно влияет на плотность и определяет, таким образом, динамику океана, изучение поля солености уже давно стало одной из основных задач гидрологии океана. Подробные данные по этому вопросу можно найти в работах [14, 61, 80].

Из-за постоянства относительного состава растворенных солей в реальной океанской воде в океанологии широкое распространение получила модель чистой морской или океанской воды. Под ней понимают чистую воду, в которой растворены минеральные соли. Она не содержит ни взвешенных частиц, ни растворенного органического вещества. Соленость же ее может быть различной. Чистая

^{*} Оптические свойства этой воды были недавно специально исследованы в 10-м рейсе НИС «Дмитрий Менделеев» [16]. Новые измерения не подтвердили мнение, высказанное ранее о том, что АПВ обладает значительной мутностью. В данных работы [16] понижения прозрачности в зоне АПВ обнаружено не было.
океанская вода представляет собой двухкомпонентный раствор, содержащий только чистую воду и «соль».

Обратимся теперь к растворенным газам. Все газы, имеющиеся в атмосфере, присутствуют в растворенном виде в океанской воде. Растворение газов в воде определяется законом Генри — концентрация растворенного газа пропорциональна его парциальному давлению в атмосфере. Коэффициент пропорциональности — постоян-



ная Генри — зависит от сорта газа, температуры и солености. Содержание q миллилитров газов при нормальных условиях по данным разных авторов в среднем в литре океанской воды при T = 20 °С и S = 35% указано в табл. 2.1.

Только растворенный кислород представляет интерес для оптики океана — он поглощает в далекой УФ области. Его географическое распре-

Рис. 2.3. Вертикальное распределение концентрации растворенного кислорода (в ‰ по объему) (среднее по поясу 0— 10° с. ш.).

1 — Атлантический океан; 2 — Индийский океан; 3 — Тихий океан.

Таблица 2.1

СРЕДНЕЕ СОДЕРЖАНИЕ ГАЗОВ В МОРСКОЙ ВОДЕ 9 %

Газ	Азот	Кислород	Аргон	Углекислый газ
q	9,51	5,20	0,25	0,24

водах Мирового B OCHOBповерхностных океана деление В определяется распределением температуры поверхност-HOM ного слоя — при нагревании воды постоянная Генри, характеризующая концентрацию растворенного газа, уменьшается *. Для О2 она изменяется от 8,5 ‰ (по объему) в полярных областях до 4,4 ‰ в районе экватора (см. [66]). Что касается изменения концентрации растворенного кислорода с глубиной, то здесь наблюдается интересный факт — отчетливый минимум на глубинах 500-1000 м. Это хорошо видно по данным рис. 2.3, где приведены результаты

^{*} Растворимость О₂ также несколько уменьшается с увеличением солености. Влияние солености, однако, значительно меньше, чем температуры.

для трех океанов (по [80]). Возможно, что причина этого минимума — интенсивное поглощение О₂, связанное с окислением органических остатков.

Другие газы, растворенные в воде, — азот, аргон, углекислый газ — непосредственно оптически себя не проявляют. Однако растворенный азот является важным звеном в цикле превращений азота в океане. При этих превращениях азот из органической материи переходит в минеральные формы. При разложении азотистых органических веществ возникает аммиак NH_4^+ , затем с помощью так называемых нитрифицирующих бактерий нитриты NO_2^- , а потом и нитраты NO_3^- . Нитраты — конечный продукт биологического цикла. Ион нитратов заметно поглощает в УФ области. Таким образом, растворенный азот опосредованно влияет на оптику океанской воды. Концентрация нитратов растет с глубиной. Она достигает максимума на глубинах порядка 1 км. Примеры вертикального распределения нитратов в трех основных океанах приведены в работе [28].

Типичная концентрация нитратов в воде (в расчете на азот) составляет примерно 10 мкмоль/л *.

2.1.3. ОРГАНИЧЕСКИЕ СОЕДИНЕНИЯ. ЖЕЛТОЕ ВЕЩЕСТВО

В океанской воде содержится множество разнообразных органических веществ. Эти вещества находятся в двух формах. Они либо входят в состав частиц взвеси, в частности в планктон, либо молекулярно растворены в океанской воде. Учитывая громадное разнообразие веществ в химии океана, принято концентрацию органического вещества в океане оценивать по количеству углерода, содержащегося в воде. Ясно, что пересчет углерода на вещество зависит от конкретной химической формулы, однако для оценок принято считать, что содержащиеся в морской воде органические вещества примерно наполовину состоят из органического углерода [77]. Количество органического углерода в открытом океане колеблется в пределах 0,2—2,7 мг/л, средняя концентрация его около 1,4 мг/л. Однако в отдельных морях, окруженных сушей, она значительно выше.

Большую часть органики в океане относят к растворенному веществу [77]. Даже в водах, богатых фитопланктоном, количество растворенной органики в 7—8 раз, а на больших глубинах примерно в 1000 раз превышает количество углерода в частицах **. Растворенное органическое вещество играет важную роль в биологическом круговороте веществ в океане. Это промежуточная стадия, через которую проходят живые организмы при их превращении

^{*} Подробнее о распределении O₂ и нитратов см. в работах [28, 66, 74].

^{**} Н. Б. Вассоевич отмечает не две, а три формы органического вещества в океане: живое, взвесь и растворенное вещество, и указывает, что их количества в среднем относятся как 1, 10 и 650 (см. [77, с. 4]).

с помощью бактерий в биогенные неорганические соли. Круговорот замыкается автотрофными растениями, в которых хлорофилл и другие пигменты из биогенных неорганических солей обратно синтезируют сложные органические соединения.

Строго говоря, то, что называют растворенным органическим веществом, не является молекулярным раствором в точном смысле слова. Как отмечает Е. А. Романкевич, к растворенному веществу в химии океана относят все то, что проходит через фильтры с размером пор 0,45—1 мкм. Сюда входит как истинно молекулярных раствор, так и мелкая взвесь. Интересно, что при использовании фильтров с порами $5 \cdot 10^{-10}$ м (измерения в экваториальной часть. Тихого океана) выяснилось, что примерно 40 % того, что обычнс относится к растворенному, надо считать взвешенным веществом. (см. [77, с. 28, 48]).

Химический состав растворенного органического вещества чрезвычайно пестр. Е. Дуурсма указывает четыре главные группы химических соединений, образование которых возможно в океанско. воде при разложении организмов (см. [136, гл. 11]): 1) органические вещества, не содержащие азот (кроме липидов); 2) азотсодержащие соединения; 3) липиды (жироподобные вещества); 4) сложные вещества, включая гумусовые кислоты. Он приводит списон около 150 различных индивидуальных органических веществ, которые реально идентифицированы в водах океана, указывает район где они были обнаружены. Концентрация их изменяется от следон до миллиграммов на литр. Полный список разделен на семь разделов: 1) углеводы; 2) протеины и их производные; 3) алифатические карбоксилы; 4) биологически активные вещества (витамины и гормоны); 5) гумусовые кислоты; 6) фенолы; 7) углеводороды.

В более современных обзорах, прореферированных в справочнике [74], предлагаются другие классификации. Так, для северной части Тихого океана в [74] приведены следующие данные (табл. 2.2):

Таблица 2.2

КОНЦЕНТРАЦИЯ РАЗЛИЧНЫХ КЛАССОВ ОРГАНИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЯ В РАСТВОРЕННОМ ОРГАНИЧЕСКОМ ВЕЩЕСТВЕ (В МКГ С/Л)

34 n/a	Класс соединений	0—300 м	300—3000 м
.1	Аминокислоты (свободные + связанные)	25	25
2	Ароматические соединения (замещенные фенолы)	1	— .
3	Витамины ($B_1 + B_{12} + H$)	· 10 ⁻²	10-2
4	Жирные кислоты (свободные + связанные)	40	10
5	Мочевина (свободная)	20	2
6	Сахара (свободные)	10	10
	Сумма по 6 классам	100	50
	% OT ECODE	10	10
	ΣCopr	1000	500

В справочнике [74] приведен также большой список индивидуальных органических веществ, не вполне совпадающий с данными в работе [136]. В целом надо отметить, что точный состав растворенной органики известен плохо. Главная трудность в том, что многие вещества присутствуют в ничтожных концентрациях, измерить которые очень трудно. Вероятно, большой процент органических веществ в океанской воде до настоящего времени вообще не идентифицирован.

Для оптики океана важно, что большинство растворенных органических веществ не имеет полос в видимой области и не проявляет себя в поглощении. Исключение представляет только группа соединений, относящаяся к пятому разделу по классификации Дуурсма, — гумусовые кислоты — вещества, по ряду свойств близкие к почвенным гумусам суши. Эта группа веществ была открыта К. Калле в 1938 г. Калле назвал ее «Gelbstoff» — желтым веществом [152]. Этим названием «желтое вещество» обязано своим светопоглощающим свойствам. Поглощение желтым веществом резко возрастает в сторону коротких волн, что и обусловливает его желтоватую окраску *. Вероятно, образование желтого вещества связано с разрушением пигментов (хлорофиллов и каратиноидов) в зеленых водорослях. Хлорофилл имеет две сильные полосы поглощения — синюю и красную. При разложении в первую очередь исчезает хлорофилл-а, с которым связана красная полоса, и остается большое «синее» поглощение, характерное для желтого вещества. Точный химический состав желтого вещества плохо известен. По-видимому, оно представляет собой сложную смесь гумусоподобных соединений. Они образуются из углеводов и аминокислот путем так называемой реакции Майера. По данным работы [149], желтое вещество состоит из двух основных групп соединений: 1) фенол-гумусовые кислоты от светлого до темно-коричневого цвета; 2) углеводородо-гумусовые кислоты, или меланоиды, от светлого до желто-золотистого цвета. Последние более стабильны, чем фенол-гумусовые соединения.

В морской воде желтое вещество (как и вообще любые органические соединения) может возникать двумя путями: 1) выносом с суши (главным образом реками); 2) образовываться непосредственно в море при разложении планктонных организмов **. Активная роль гумусовых соединений речного стока как источника желтого вещества в море хорошо видна на примере северных морей. В этих морях большой речной сток, и поэтому они богаты желтым веществом. Вынос с суши особенно существен в прибрежных водах: поглощение в коротковолновой области, характеризующее со-

Напомним, что цвет вещества, полоса поглощення которого лежит в видимой области, дополнителен к цвету поглощаемого света. Если поглощается голубой (480—435 нм) или фиолетовый (435—400 нм) свет, то вещество имеет цвет желтый (595—580 нм) или желто-зеленый (580—560 нм).
 ** Органические вещества, созданные в океане фотосинтезирующими расте-

^{**} Органические вещества, созданные в океане фотосинтезирующими растениями, называются автохтонными, а поступающие в океан с суши — аллохтонными (греч. autóchthönes — животные или растительные формы, возникшие в данной местности; allochthönes — привнесенные извне).

держание желтого вещества, быстро убывает при удалении от берега, т. е. с увеличением солености [153]. В открытых районах океана возникает автохтонное желтое вещество. При этом образуются желтые или коричневые меланоиды. Соотношение между автохтонной и аллохтонной частью желтого вещества оценивается по-разному. В работе [149] считается, что главное — это аллохтонная компонента (реки). В противоположность этому Н. Ерлов [25, с. 71] указывает на заметное количество желтого вещества в зоне подъема вод к западу от Южной Америки, где практически отсутствует приток вод с суши. Добавим, что, по оценке в работе [77, с. 27], в целом автохтонная компонента составляет 95 % органического вещества океана. Вероятно, похожая ситуация и для желтого вещества, но точных данных нет.

В работе [180] утверждается, что большая часть желтого вещества не находится в растворенном состоянии, а адсорбирована на малых частицах взвеси. По другим оценкам эта часть достигает 45 %.

Хотя, как мы уже отмечали, химический состав желтого вещества плохо известен, есть некоторые доказательства отличия «морского» гумуса от «континентального». Методами ИК спектроскопии и ядерного магнитного резонанса показано, что морские гумусовые соединения имеют более алифатический и менее ароматический характер, чем почвенные. Объясняется это тем, что в морской воде практически отсутствует лигнин, играющий важную роль в образовании почвенного гумуса. Предложена структурная формула морского гумуса. Его «строительные блоки» — важные биосинтетические молекулы в море, такие, как аминокислоты, сахара, аминосахара и жирные кислоты. В структуру, по всей вероятности, также входят каротиноиды, хлориновые пигменты, гидрокарбоны и фенолы [48, 153].

В настоящее время в океанологии отсутствуют прямые методы выделения желтого вещества и определения его концентрации. Поэтому принято характеризовать содержание желтого вещества по его оптическому проявлению. В работе [48] для этого используется величина показателя поглощения желтого вещества ж_ж (390) при длине волны 390 нм (эту величину находят как разность между избыточным поглощением морской воды и поглощением пигментами фитопланктона). Представляет интерес выяснение связи между желтым веществом и общим количеством растворенной органики, а также между этими величинами и другой компонентой растворенного органического вещества — флюоресцирующей [35, 153]. Последняя, так же как и поглощающая компонента, не выделяется химическими методами, и о ее содержании аналогично можно судить по интенсивности флюоресценции. В работе [18] по измерениям в Индийском океане были рассчитаны значения коэффициентов корреляции между жееш (390)* и Сорг (по 41 пробе), а также

^{*} Величина ж_{вещ} (λ) — показатель поглощения, избыточный по сравнению с дистиллированной водой.

между жыещ (390) и концентрацией растворенных углеводов (по 59 пробам). Коэффициенты 0,39 и 0,29 свидетельствуют о наличии значимой связи между рассматриваемыми величинами, однако малое их значение указывает на то, что доля желтого вещества в общей массе растворенной органики весьма изменчива. Из многих данных ясно, что она мала. Недавно О. В. Копелевич, используя результаты Найквиста (см. [149]), по данным [18] определил, что в слое 0—100 м она колеблется от 0,1 до 8 %, в слое > 100 м — от 1,5 до 4 %; в среднем же она составляет 2,5 %.

К. Калле установил также, что некоторые соединения, входящие в состав желтого вещества, флюоресцируют синим светом при возбуждении их УФ излучением. Флюоресцирующая компонента составляет лишь часть желтого вещества (все, что флюоресцирует, поглощает, но не все, что поглощает, флюоресцирует). Интенсивность флюоресценции обычно значительно возрастает с глубиной (исключая лишь очень продуктивные районы) [28], жж (390) если и возрастает с глубиной, то гораздо слабее. Таким образом, типичным для океана является увеличение по вертикали относительной доли флюоресцирующей составляющей в желтом веществе, т. с. накопление с глубиной, по-видимому, более стойкой компоненты растворенной органики. Похожую ситуацию наблюдал Калле в Балтийском море при переходе от прибрежных вод к морским — отношение флюоресценция/поглощение при удалении от берега с увеличением солености увеличивалось [153].

2.2. ВЗВЕСЬ

2.2.1. МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Морская взвесь чрезвычайно разнообразна. Это и терригенные частицы, приносимые в море реками и ветрами, и клетки фитопланктона, бактерии, детрит *, частицы вулканического или даже космического происхождения. Взвесь влияет на поглощение, а главное на рассеяние света в океане. Влияние на поглощение двоякое: 1) частицы взвеси сами слегка поглощают свет; 2) за счет рассеяния они увеличивают пробег квантов света, что приводит к дополнительному поглощению, как в многоходовой кювете. Главное, конечно, это влияние на рассеяние: за счет взвеси показатель рассеяния даже в чистой океанской воде раз в 20 больше, чем в воде без взвеси **. Рассеяние света взвесью определяется количеством, размерами, формой, ориентацией и показателями преломления частиц. С оптической точки зрения основной интерес представляет область размеров от сотых долей микрона до десятков микрон. Более тонкий материал является переходным к истинно растворен-

^{*} Детрит — лат. detritus — истертый — остатки разложившихся клеток фитопланктона и скелетиков зоопланктона.

^{**} Аналогичная ситуация в атмосфере. Рассеяние в реальной «чистой» атмосфере в 20 раз больше, чем в атмосфере, лишенной аэрозоля.

ному веществу; эти частички слишком малы, чтобы существенно влиять на оптические свойства морской воды; очень же крупных частиц мало, и поэтому их влиянием также можно пренебречь.

Радиус частиц *а*, которые вносят главный вклад в рассеяние света океанской водой, можно определить, если рассмотреть подынтегральную функцию в формулах, определяющих рассеяние полидисперсными системами. Подобная задача рассматривалась в работе [125] для частиц атмосферного аэрозоля. Для показателя рассеяния в случае полидисперсной системы со степенным распределением при v = 3 (см. главу 4) вклад различных фракций определяется монодисперсным удельным показателем рассеяния $\sigma_{YA} \ cm^2/r$. Это показатель, отнесенный к единице массы, т. е. к плотности взвеси ρ : $\sigma_{YA} = \sigma/\rho$. Если ρ_0 — плотность частиц взвеси, то по формулам главы 4 найдем

$$\sigma_{y_{\mathbf{R}}}(a) = \frac{3}{2\rho_0} \frac{K(2\pi a/\lambda)}{a}.$$
 (2.3)

Поперечник рассеяния K для малых частиц $\sim a^4$, а для больших стремится к двойке (см. главу 4). Поэтому $\sigma_{vn} \sim a^3$ для малых частиц и $\sigma_{y_{II}} \sim 1/a$ для больших. Зависимость $\sigma_{y_{II}}(a)$ соответствует такому мысленному опыту, при котором мы кусок вещества будем разрезать на маленькие одинаковые частицы и изучать прозрачность возникающей взвеси. В этом случае имеется оптимальный размер частиц а_{вф}, при котором система сильнее всего рассеивает свет (см. [90, с. 174]). Графики $\sigma_{yg}(a)$ для m = 1,15 и m == 1.02 приведены на рис. 2.4. Кривые на рис. 2.4 характеризуют вклад в рассеяние света разных по размерам фракций взвеси как для терригенных, так и для биогенных частиц в предположении, что масса вещества в этих фракциях одинакова. Форма кривой σ_{уд} (a) существенно зависит от т. Для терригенных частиц имеется резкий максимум в области $a_{90} \approx 0,8$ мкм. С увеличением *т*этот максимум смещается в сторону меньших а (при m = 1,33 он лежит при a = 0,5 мкм) (см. [90, с. 174]). Наличие резкого максимума $\sigma_{yg}(a)$ было подтверждено во многих экспериментах, например в работе [31], где исследовалась прозрачность взвесей каолина и глинистого ила в дистиллированной воде. Для биогенных частиц $a_{20} \approx 7$ мкм, максимум заметно более пологий. При $v \neq 3$ график деформируется, но всегда имеет острый максимум. Это означает, что главный вклад в рассеяние вносят частицы определенного диапазона размеров Δa . Подобная же «монохроматизация» имеет место и для показателя рассеяния в данном направлении $\sigma(\gamma)$. Точные значения а_{эф} и Δа зависят в этом случае от угла γ. Колебательный характер поперечника рассеяния К(о) приводит к наличию затухающих колебаний на графике $\sigma_{y_A}(a)$.

В реальной воде вклад разных фракций неодинаков, и это смещает $a_{s\phi}$.

Сведения о взвеси, которыми мы располагаем, не очень надежны, и данные разных авторов часто противоречивы. Главная причина этого — отсутствие надежной методики измерения.

Поэтому мы вначале остановимся на методах исследования морской взвеси. Начнем со стандартных методов, тех, которые реально используются сейчас в океанологической практике *.

Трудности начинаются с самого начала — с извлечения проб взвеси из воды. Для получения этих проб используются два метода:



фильтрация и сепарация [6]. Применяются мембранные ультрафильтры с различным диаметром отверстий. Самые тонкие фильтры, которые сейчас производятся, имеют минимальный диаметр пор около 10⁻³ мкм. Такие фильтры задерживают даже мельчайшие коллондные частицы. Однако фильтрация через них идет очень медленно, исследование таких тонких осадков требует специальных методов анализа, и поэтому практического распространения они не

^{*} Мы не описываем здесь методы, основанные на светорассеянии. Они рассматриваются в главе 6. Здесь отметим только, что если работать в однородном районе, то связь между показателем рассеяния $\sigma(\gamma)$ и концентрацией взвеси с весьма устойчива, коэффициент корреляции ~ 0.8 и точность определения с по светорассеянию не хуже, чем точность стандартных методов. Оперативность же оптических методов значительно выше.

получили. Реально используются более грубые фильтры с размерами пор от 0,35 до 1,2 мкм и более. Недостатком фильтров является их закупорка в процессе работы (кольматаж); учесть ее очень трудно. Возможна также деформация мягких биологических частиц при вакуумном просасывании воды, а также при «сдирании» их с фильтра при приготовлении пробы под микроскоп. Второй метод извлечения взвеси — это пропускание океанской воды через ультрацентрифугу. Сепараторы работают непрерывно на ходу, перерабатывают большие массы поверхностной воды. В них получают представительные пробы взвеси (десятки и сотни граммов). Недостаток сепарации в том, что разделение взвеси на фракции происходит не по размерам, а по так называемой гидравлической крупности. Вся мелочь, а также крупные, но легкие частицы при этом уходят вместе с водой. И здесь также невозможно точно учесть. как отличается собранная проба от взвеси в невозмущенной воде. Для задач оптики оба этих метода плохи — они искажают содержание взвеси, причем наибольшему искажению подвергается тонкодисперсная фракция, т. е. как раз та, которая для нас важнее всего.

Следующий шаг - определение концентрации и гранулометрического состава взвеси. Сепарационные пробы для этого высушиваются при T = 105 °C, взвешиваются и далее подвергаются водному механическому анализу (разделение по скорости падения в вертикальной колонке). Фракции, выделяемые при водном анализе, неоднозначно связаны с размерами (скорость падения зависит от формы и плотности частиц), важнейшая часть взвеси — частицы легкого органического детрита падают так медленно, что практически этому анализу вообще не поддаются. Конечный этап всех стандартных методов — подсчет проб частиц под микроскопом. Этот подсчет занимает много времени, а главное, он связан с большими ошибками. Эти ошибки обычно приводят к занижению числовой концентрации. Наблюдатель просто не видит большую часть частиц, размеры которых лежат за пределом разрешающей способности микроскопа. Кроме того, занижению способствует слипание частиц, затенение мелких частиц крупными.

Для оценки точности метода фильтрации в работе [11] сопоставлялись результаты подсчетов частиц нанопланктона прямо на пробе морской воды (без фиксации формалином и последующего сгущения осадка) и числа их на фильтре. Подсчет производился с помощью обычного оптического микроскопа, сравнивались фракции радиусом 1—2,5 мкм, которые видны в микроскоп *.

В табл. 2.3 приведены результаты сопоставления.

Из табл. 2.3 видно, что число частиц на фильтре составляет только 25 % того, что видно прямо в капле. В табл. 2.3 приведены также данные, полученные методом малых углов. О них мы поговорим в главе 6.

^{*} Способ прямого подсчета частиц в пробе воды получил название метода «живой» капли. Измерения проводились Т. Ф. Нарусевич в тропической зоне Индийского океана.

Таблица 2.3

_		Методика	
Горизонт, м	"живая" капля	подсчет частиц на фильтре	метод малых углов
75 10 0 0	1,0 1,5 2,6 2,1	0,27 0,47 0,39	1,8 1,2 4,8 —

Ясное понимание недостатков стандартных методик сбора и исследования взвеси привело к поискам новых методик. Среди них отметим применение электронной микроскопии, оптические методы и автоматический счетчик Коултера. Методы электронной микроскопии не получили широкого распространения из-за их сложности. Оптические методы мы рассмотрим в главе 6.

Остановимся на счетчике Коултера, который оказался удобным и простым прибором и находит широкое применение в океанологической практике. Прибор измеряет изменение электропроводности небольшого объема воды, когда в него попадает частица взвеси. Вначале прибор был разработан как быстродействующий автоматический счетчик клеток крови и анализатор их размеров [141]. Он выпускается серийно в США фирмой «Коултер электроник» и с 1965 г. стал систематически применяться океанологами для изучения морской взвеси. Принцип действия прибора понятен из его схемы, приведенной на рис. 2.5. К двум электродам С и D приложена разность потенциалов U. Электрод C находится внутри непроводящего стакана В, электрод D — вне этого стакана, в сосуде Е, куда налита изучаемая смесь. В стенке стакана В сделано небольшое отверстие A диаметром d, толщина стенки стакана l. Отверстие A образует калибровочный цилиндрик; объем его V равен $(\pi/4) d^2 l$. Сила тока I в цепи определяется выражением l = U/(R + I)+ r), где r и R — сопротивления цепи, внутреннее и внешнее. Так как электроды С и D велики, все падение напряжения во внешней цепи IR сосредоточено в цилиндрике А. Его сопротивление

$$R = (1/k) (l^2/V), \qquad (2.4)$$

где k — удельная электропроводность океанской воды.

В момент измерения стакан *В* соединяется с насосом, с помощью которого через отверстие *А* протягивается калиброванное количество океанской воды. Вместе с водой через цилиндрик *А* проходят и частицы морской взвеси. Удельная электропроводность морской воды *k* при S = 35 % и T = 20 °С составляет около 5 См/м [74]. Для частиц взвеси она значительно меньше. Так, для известняка, сухой и влажной почвы соответственно имеем $k = 5 \cdot 10^{-7}$; $5 \cdot 10^{-5}$ и $5 \cdot 10^{-3}$ См/м.

Полагая, например, что k частиц взвеси близка к проводимости сухой почвы или известняка, мы видим, что при оценках ею вообще можно пренебречь. Это означает, что, когда в измерительный цилиндрик A попадет частица взвеси объемом v, объем жидкосте в цилиндрике уменьшается на v.. Если считать что и в этом случае



Рис. 2.5. Схема счетчик: Коултера. Вправо вверху во врезке показано прохождение частицы через калибровочный цилиндрик А.

сопротивление жидкости в цилиндрике А описывается формулой (2.4), то оно возрастает на величину

$$\Delta R/R = v/V. \tag{2.5}$$

У прибора, описанного в работе [141], цилиндрик А имел $d = 10^{-1}$ мм, $l = \frac{1}{15}$ мм, его объем $V = 5, 2 \cdot 10^{-7}$ см³. Объем сферической частицы радиусом 5 мкм будет $v = 5, 2 \cdot 10^{-10}$ см³. Таким образом, изменение сопротивления составит 1 % — значение, которое нетрудно измерить. Эти изменения выводятся на осциллограф. Прибор обеспечивает скорость счета более 6000 частиц в секунду с интервалом, равным 15 с. Система регистрации устроена так, что она автоматически выдает число импульсов, превышающих некоторый отсчетный уровень. Отсчетный уровень можно изменять; таким образом, мы получаем $F_1(v)$ — кумулятивную кривую распределения

частиц по объемам. Схема обычно содержит и дискриминатор импульсов, так что наряду с функцией $F_1(v)$ прибор выдает и дифференциальную функцию распределения $f_v = dF_1(v)/dv$. Количество частиц, обсчитываемых за один замер, в 100 раз больше, чем при обычном счете с помощью микроскопа, что примерно в 10 раз уменьшает статистическую ошибку измерения. С помощью счетчика Коултера дисперсионный анализ взвеси можно проводить сразу же после извлечения пробы, на борту судна. Мы избегаем ошибок, связанных с хранением и возможным «старением» проб, утомительным визуальным подсчетом частиц под микроскопом и других, о которых мы писали выше.

К сожалению, и счетчик Коултера не свободен от ряда недостатков. Главный из них в том, что изменение сопротивления $\Delta R/R$, регистрируемое прибором, для не очень малых частиц зависит не только от объема частицы, но и от ее формы и от ориентации в потоке. Это сразу же видно, если предположить, например, что измеряемая частица представляет собой диск диаметром *d*, равным диаметру отверстия *A*. В этом случае частица просто разорвет цепь и $\Delta R/R$ будет равно ∞ независимо от объема частицы. Вообще же, если представить себе, что частица — это цилиндрик, ось которого ориентирована параллельно оси отверстия *A*, то нетрудно показать, что точная формула для $\Delta R/R$ будет

$$\Delta R/R = \eta v/V, \ \eta = (1-\varepsilon)/[1-S_0(1-\varepsilon)/S], \tag{2.6}$$

где $\varepsilon = k'/k$ — отношение электропроводностей вещества частицы k' и морской воды k, а S_0/S — отношение площади поперечного сечения частицы S_0 и отверстия S.

При $\varepsilon \ll 1$ формула (2.6) дает $\eta = S/(S - S_0)$, и мы видим, что η = 1 только для очень малых частиц (S₀ ≪ S). Для крупной частицы, например диаметром d = 50 мкм, величина у для прибора в работе [141] равна 4/3. Таким образом, для больших частиц величина, измеряемая счетчиком Коултера, представляет собой некоторый эффективный объем. Он зависит от формы частицы и ориентации ее внутри измерительного цилиндра. Что касается малых частиц, то здесь измерения ограничены чувствительностью прибора. Практически нижний предел лежит в области радиусов порядка 0,5 мкм. Для таких частиц измеряемая величина $\Delta R/R$ составит 10⁻⁶ — это шумовой предел реального прибора. Еще одна трудность связана с возможностью попадания в цилиндрик А одновременно двух или нескольких частиц. При этом есть опасность спутать две частицы с одной большой. Для океанской воды с концентрацией взвеси 0,5 г/л и средним радиусом частиц 5 мкм, плотностью $\sigma =$ = 1 г/см³ средняя числовая концентрация составит 0,35 · 10³ 1/см³. Это означает, что среднее число частиц в измеряемом объеме будет всего $\bar{n} = 5 \cdot 10^{-4}$, т. е. вероятность такой ошибки пренебрежимо мала. В действительности опасность станет реальной для взвеси со средним радиусом частиц около 0,5 мкм. Тогда $\bar{n} = 0,5$. Но подобные системы уже находятся за пределами применения счетчика. Реально надо учесть также, что одновременное прохождение двух частиц мало вероятно. Если же они будут смещены во времени, то это будет наблюдаться не как удвоение высоты импульса, а как его расширение, что может быть исключено соответствующей обработкой. Автор работы [141] рекомендует при больших концентрациях клеток производить разбавление крови стандартным раствором. Эту процедуру можно применять и для океанской воды, но при массовых измерениях это потребует значительных расходов стандартно чистой воды.

2.2.2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИИ. ПОЛЕ ВЗВЕСИ В МИРОВОМ ОКЕАНЕ

Рассмотрим основные результаты исследования взвеси в водах Мирового океана. В соответствии с рис. 2.4 это означает, что нас будут интересовать малые терригенные частицы (m = 1,15) раднусом $a \leq 1...2$ мкм и значительно бо́льшие биологические частицы (m = 1,02) раднусами порядка 5—20 мкм.

Взвесь в океане можно разделить на группы по разным признакам: генетически (по происхождению), по вещественному составу, по размерам, по оптическим константам и т. д. По происхождению взвесь бывает биогенной, терригенной, гидрогенной, эоловой, космогенной и др. Биогенная взвесь состоит как из живых частиц фито- и зоопланктона, бактерий, рыб, так и из мертвого детрита. Терригенная взвесь — это минеральные частицы литосферы, попадающие в море в результате эрозии берегов и речного стока; гидрогенная взвесь возникает в самой воде при выпадении растворенных веществ в осадок; эоловая взвесь переносится воздушными течениями и оседает в море; космогенная — это метеоритные частицы, и т. д.

Годовое поступление взвеси в океан q представлено в табл. 2.4. В этой таблице источники объединены в две большие группы биогенные и терригенные, а кроме того, взвесь разделена на поступающую в океан извне — аллохтонную и образующуюся внутри автохтонную. Общее содержание взвеси в океанской воде $Q \approx$ ≈ 1370 млрд. т. Это на порядок больше того, что поступает в океан за год. Поскольку в стационарном состоянии $q = \alpha Q$, где αQ интенсивность стоков, то постоянная α , характеризующая скорость исчезновения взвеси, будет $\sim 0,1$ год⁻¹.

В табл. 2.4 приведены данные только по взвеси. Кроме нее, в океаны поступает растворенное органическое вещество, по данным работы [77] около 3,2 млрд. т/год, которое может быть источником гидрогенной взвеси. По океанам масса взвеси в водах распределена следующим образом: в Тихом — 51,6, в Атлантическом — 23,6, в Индийском — 21,3, в Северном Ледовитом — 0,8 %. Из табл. 2.4 видно, что главный поставщик взвеси в океан — это фатопланктон. Его доля составляет примерно 80 % всего поступающего материала (что совпадает примерно с процентом автохтонных поставок). Однако, если не рассматривать прибрежные воды, где состав взвеси сильно зависит от стока рек и размытия берегов в открытых райо-

Таблица 2.4

36 n/n	Матернал	Поставка, млрд. т/год	Доля от общей поставки, %
-	Биогенный (сухой)	115,5	82,4
1 2	Фитопланктон Прочие источники	110,0 5,5	78,5 3,9
÷	Терригенный	24,6	17,6
1 2 3 4 5 6 7	Сток рек Вулканогенный Эоловый Ледниковый Абразия берегов и дна Космогенный Антропогенный	18,5 2,5 1,6 1,5 0,5 0,01-0,08 0,01	13,2 1,8 1,14 1,06 0,4 0,06 0,01
	Общая сумма	140,1	100,0
	В том числе: автохтонная взвесь аллохтонная взвесь	113,0 27,1	80,7 19,3

ГОДОВОЕ ПИТАНИЕ ОКЕАНА ОСАДОЧНЫМ МАТЕРИАЛОМ

нах океана, живой планктон составляет примерно только 10 % взвеси. В основном взвесь здесь состоит из мертвого детрита и минеральных частиц. На рис. 2.6 мы приводим по работе [28] пример, иллюстрирующий это утверждение. В этом примере отношение $c_{\phi}/c_{\text{взв}}$ колебалось в пределах 0,02—0,32, в среднем оно было равно 0,12.

Основным химическим компонентом взвеси является органический углерод сугл. В работе [6] указывается, что в среднем в океане доля сугл составляет около 35 %. Примеры распределения по вертикали доли сугл в общей массе взвеси приведены на рис. 2.7 (по [28]). До глубин 75 м его доля составляет 25-40 %, на больших глубинах она падает до 15-20 %. Основные элементы, входящие в состав терригенного (минерального) компонента взвеси, — это кремний, алюминий и железо, чаще всего в виде окислов — SiO₂, Al₂O₃ и Fe₂O₃. Их доля в общей массе взвеси, по работе [6], в среднем составляет 9,1; 1,4 и 1,2 %. Пример вертикальной изменчивости доли этих веществ приведен на рис. 2.7. В отличие от органического углерода, вклад их с глубиной растет. Рисунок 2.7 иллюстрирует процесс минерализации взвеси при опускании частиц. При этом нестойкие фракции из состава взвеси постепенно переходят в раствор. В результате химический состав океанских осадков и взвеси заметно различен. По данным работы [28], примерно 70 % взвеси, находящейся в слое 0-75 м, относится к нестойкой фракции. Она разлагается бактериями в слое до 300 м.

Остановимся теперь на форме частиц. Фитопланктон — это одноклеточные микроскопические растительные организмы. В него входит множество различных групп: диатомовые, динофлагелляты,



Рис. 2.7. Изменение с глубиной доли: органического углерода; окислов Si, Al, Fe в общей массе взвеси. Данные относятся к западному бассейну Средиземного моря ($\varphi = 42^{\circ}14'$ с. ш.; $\lambda = 5^{\circ}34'$ в. д.); июнь (1) и ноябрь (2) 1969 г.

кокколитофориды, кремнежгутиковые, криптомонады, хризомонады, зеленые водоросли, сине-зеленые водоросли и др. Группы делятся на классы, а классы на виды. Так, диатомовых, составляющих основную группу фитопланктона, насчитывается около 10 тысяч видов, которые дифференцируются на два основных класса: Centrales (радиально симметричные) и Pennales (билатерально симметричные). Для определения вида существуют специальные определители морских водорослей, в которых указаны форма, размеры и

другие особенности клеток данного вида. Для иллюстрации на рис. 2.8 изображены некоторые типичные виды вместе с масштабом, указывающим их размеры. Диатомовые имеют твердый панцирь из кремния (SiO₂·nH₂O), состоящий из двух равных половинок, створок, одна из которых накрывает другую, как крышка коробку. Ди-



Рис. 2.8. Некоторые виды фитопланктона: диатомовые (1--3), динофлагелляты (4--6), кокколитофориды (7, 8).

нофлягелляты имеют два жгутика: один служит для вращения клетки, он опоясывает ее посередине; второй направлен назад и помогает продвижению. Кокколитофориды также двужгутиковые организмы; они покрыты множеством известковых (CaCO₃) пластинок.

В умеренных и высоких широтах видовой состав и концентраиня фитопланктона испытывают значительные сезонные колебания. На рис. 2.9 приведены данные об этих колебаниях. Ранней весной возрастающее количество солнечной радиации приводит к увеличению численности фитопланктона. Возрастающий вслед за этим зоопланктон, а также спокойная погода (уменьшающая турбулентность и поступление питательных веществ из глубин) приводят в середине лета к минимуму. Осенью в умеренных широтах развиваются штормы. Это увеличивает поток питательных веществ и

приводит к сентябрьскому максимуму. С наступлением глубокой осени резкое уменьшение солнечной радиации и рост зоопланктона приводят к зимнему минимуму. В тропических широтах сезонная изменчивость невелика. Концентрация фито- и зоопланктона здесь, естественно, противофазны.

Форма частиц детрита самая неопределенная. Встречаются округлые частицы, вытянутые палочки с отростками и без них, неправильные пластинки с неровными краями. Часто наблюдаются конгломераты из двух или нескольких частиц [77].

Данные разных авторов о концентрации взвеси с в океане изменяются в широких пределах. По данным работы [53], средние зна-



Рис. 2.9. Сезонные колебания концентрации фито- и зоопланктона по трем широтным поясам: *а* — высокие; *б* умеренные; *в* — тропические широты.

1 — фитопланктон; 2 — зоопланктон.

чения с составляют 0,82-2,5 мг/л, по океану в целом принимается с = 1 мг/л. Авторы работы [138] указывают для поверхностных вод открытого океана значения 0,05—0,5 мг/л, а для глубинных вод — всего 1—250 мкг/л. Вблизи берегов с может возрастать на 1-2 порядка. Правда, около 90 % терригенной взвеси, поступающей в море со стоком рек и в результате размыва берегов, осаждается в прибрежных районах. Значение средней концентрации с = = 1 мг/л, по-видимому, сильно завышено. В работе [7] авторы тщательно сопоставили оптические методы, основанные на обращении (см. главу 6) с данными микроскопического анализа. Измерения проводились в восточной части тропической зоны Тихого океана. Среднее значение концентрации взвеси получилось у них примерно 0,14-0,2 мг/л. При учете устьев рек и побережий диапазон колебаний с в океане очень велик. Он может достигать 4-5 порядков. В поверхностных же водах открытых районов океана колебания сравнительно малы — всего в 3—5 раз.

Для оптики океана, кроме концентрации, важны также размеры частиц взвеси. Данные о типичных частицах биогенной и терригенной взвеси приведены в табл. 2.5. Распределение частиц по размерам n(r) изучалось множеством авторов. Подробно этот вопрос рассмотрен в главе 6. Здесь отметим только некоторые общие

результаты. Характерная особенность спектра взвеси в океане --это резкое увеличение числа малых частиц. Многие авторы полагают, что в разные сезоны и в разных регионах распределение можно моделировать степенным законом (см. главу 4) $n(r) = cr^{-v}$ с показателем v = 3... 6. В качестве примера распределения клеток фитопланктона по размерам рассмотрим рис. 2.10 по данным работы [37]. В работе [37] использовалось 5 фильтров с размерами пор от 3 до 0,4 мкм; на рис. 2.10 приведены суммарные данные по всем фильтрам. Измерения были выполнены в Тихом океане, в районе пересечения экватора и 160° з. д. Преобладающая часть клеток имеет размеры 2-5 мкм, намечается еще максимум около 20 мкм и третий около 150 мкм. С оптической точки зрения все эти клетки следует рассматривать как крупные частицы. Хотя эти данные получены путем микроскопического подсчета на фильтрах и возможно, что самые маленькие частицы фильтрами не задерживались. они тем не менее хорошо согласуются с известным в морской биологии фактом: чем «богаче» район, т. е. чем выше в нем продукция фитопланктона, тем в среднем мельче его клетки. В продуктивных зонах, где идет интенсивное производство первичной продукции, преобладающую долю фитоценоза составляют нанопланктон; (частицы 2-5 мкм) и ультрапланктон (размеры частиц < 2 мкм). В сравнительно бедных аридных зонах клетки более крупные. Именно к такой зоне относятся данные работы [37].

Таблица 2.5

Взвесь	Размеры, мкм
Биогенная 1. Органический детрит 2. Кремнистые и карбонатные остат- ки планктонных организмов 3. Диатомовые водоросли 4. Кокколитофориды 5. Фораминиферы 6. Бактерии	$>1 \\ 1-20 \\ 10-50 \\ 10-50 \\ 5-15 \\ 50 \\ 2$
Терригенная	<1

ХАРАКТЕРНЫЕ РАЗМЕРЫ ЧАСТИЦ ВИОГЕННОЙ И ТЕРРИГЕННОЙ ВЗВЕСИ

Данные разных авторов о распределении клеток по размерам различны; возможно, эти различия связаны с биологическим циклом. Г. И. Семина [65] и ряд других авторов считают распределение симметричным, близким к нормальному. Это распределение было принято в таблицах [123] для биологических частиц. Имеются сообщения, что существует значительное число ультрамикросколических биологических частиц с радиусом в диапазоне 0,01— 0.4 мкм. Кривые на рис. 2.10 свидетельствуют о том, что распределения эти многомодальны; каждая мода соответствует частицам определенного сорта. На рис. 2.11 приведены распределения по данным работы [7] для всей взвеси. Распределние по объему имеет два максимума: один для частиц с r = 0,5-1 мкм, второй 20— 25 мкм. Первый максимум соответствует терригенной, второй бногенной компоненте. По измерениям со счетчиком Коултера общее число частиц, радиусы которых больше 0,5 мкм, составляет 10^{5} — 10^{8} π^{-1} . Микроскопический подсчет дает существенно более низкие значения концентраций — 10^{4} — 10^{6} π^{-1} ; причины этого расхождения обсуждаются в главе 6. Там же показано, что результаты, получен-



Рнс. 2.10. Распределение клеток фитопланктона: 1 — по ширине; 2 — по длине.

ные обращением оптических данных, согласуются с данными счетчика Коултера.

Данных о распределении по размерам частиц, радиусы которых меньше 0,5 мкм, очень мало. Результаты, полученные посредством электронно-микроскопического исследования, показывают, что и для таких мелких частиц справедливо степенное распределение с v = 2,65; общая концентрация частиц в диапазоне радиусом 0,01—1 мкм составляет 5 · 10⁹—10¹⁰ л⁻¹.

Взвесь в прибрежных районах заметно отлична от чисто океанской. Данные о взвеси в прибрежном районе Черного моря (они получены обращением индикатрисы, см. раздел 6.7) на глубинах 1— 4 м приведены на рис. 6.27 и в табл. 6.13. Распределение частиц терригенной фракции по размерам в диапазоне раднусов 0,1—5 мкм почти равномерно, средний модальный радиус крупных органических частиц взвеси около 15 мкм, средняя массовая концентрация их около 3,5 мг/л. Это значение во много раз превышает концентрацию взвеси в водах открытого океана и в 2—3 раза концентрацию в шельфовых зонах океана. Вблизи берега в результате действия ветрового волнения, прибрежных течений и по другим причинам происходит взмучивание осадков.

Пространственное распределение взвеси в поверхностном слое океана подчиняется широтной и циркумконтинентальной зависимости. Широтная зональность связана с распределением первичной продукции — скорости фотосинтеза. Эта скорость зависит от интенсивности освещения, т. е. от широты места. Наряду с широтной изменчивостью распределение взвеси подчиняется и циркумконтинентальной зависимости: по мере удаления от континента концентрация взвеси падает. Это связано с постепенным уменьшением влияния вдольбереговых подъемов вод у верхней части материкового склона. В особенности эти явления наблюдаются в восточных частях Тихого и Атлантического океанов. Эти подъемы вод обеспечивают поступление питательных веществ в фотосинтетический слой, т. е. влияют на скорость фотосинтеза. Кроме того, при удалении от континентов ослабевает работа терригенных источников взвеси (абра-



Рис. 2.11. Распределение по размерам числа (1), объемов (2) и поверхности (3) частиц взвеси.

зия берегов, устья рек). Три карты: первичной продукции по Кобленц-Мишке [65], численности клеток фитопланктона по Семиной [65] и распределения взвеси в поверхностных водах по данным мембранной ультрафильтрации [6] (рис. 2.12), — показывают много общего. На всех них видны богатые приантарктическая и северная зоны, восточные области Атлантического и Тихого океанов.

Главная закономерность вертикального распределения взвеси в глубоких районах океана — это уменьшение ее концентрации с глубиной. При наличии четко выраженного скачка плотности обычно, кроме поверхностного, заметный максимум концентрации наблюдается также в области скачка. Первый максимум в верхнем слое обусловлен активным биогенным продуцированием. Второй связан с уменьшением турбулентного обмена на уровне пикноклина. В некоторых случаях, впрочем, он может иметь биологическую природу. В результате взмучивания осадков часто также наблюдается максимум взвеси вблизи дна. Он особенно отчетливо проявляется в мелководных шельфовых районах (континентальных и островных), где взмучивание определяется волнами. Взмученные осадки, часто в виде длинных языков и облаков мутной воды, протягиваются по склону в прилегающие ущелья и котловины.





1 · c 1

Глава З

молекулярная оптика океанской воды

3.1. ОПТИЧЕСКИЕ КОНСТАНТЫ

Полный теоретический анализ оптических свойств такой сложной системы, как океанская вода, в настоящее время невозможен. Обычная схематизация состоит в последовательном рассмотрении ряда моделей: чистая вода, чистая морская вода, реальная океанская вода (содержащая растворенное органическое вещество и взвесь). В настоящей главе мы рассмотрим вопросы, которые можно отнести к молекулярной оптике океанской воды. Сюда входит оптика чистой воды, чистой морской воды, оптические свойства растворенного органического вещества и вещества частиц взвеси. Анализ рассеяния и поглощения света взвесыо рассматривается в главе 4. Это разделение связано с тем, что оптика чистых веществ и молекулярных растворов существенно отлична от оптики коллоидных систем, какой является реальная океанская вода.

Мы последовательно рассмотрим процессы, происходящие в макроскопически однородном веществе: поглощение, преломление и молекулярное рассеяние — и влияние на эти явления веществ, растворенных в чистой морской воде. В первой части главы мы опишем процессы, происходящие в оптически однородном веществе, поглощение и преломление, приведем экспериментальные данные об оптических константах $n(\lambda)$ и $k(\lambda)$ и дадим им качественное объяснение.

Из-за молекулярного хаоса макроскопически однородное вещество оптически неоднородно — оно рассеивает свет. Во второй части главы мы рассмотрим молекулярное рассеяние света морской водой.

Начнем с простейшего. Рассмотрим картину распространения электромагнитных волн в однородном теле. Известно, что в случае чисто периодических функций времени вида $e^{i\omega t}$, где ω — частота, поля уравнения Максвелла для составляющих электрического **E** и магнитного **H** полей сводятся к волновым уравнениям

$$\Delta E + q^2 E = 0; \ \Delta H + q^2 H = 0. \tag{3.1}$$

Здесь Δ — оператор Лапласа, а комплексное волновое число q связано с волновым числом для пустоты q_0 и комплексным показателем преломления m формулами

$$q = mq_0; q_0 = 2\pi/\lambda_0 = \omega/c; m = \sqrt{\epsilon\mu - i \cdot 4\pi\sigma/\omega}.$$
(3.2)

Мы используем обычные обозначения: λ_0 , *с* — длина волны и скорость света в пустоте; *е*, μ , σ — макроскопические константы, физические характеристики вещества — диэлектрическая постоянная, магнитная проницаемость и электропроводность. Из формул (3.1).

· 57

(3.2) следует, что вся оптика тела, все особенности его поведения в электромагнитном поле определяются показателем m.

По физическим соображениям удобно выделять в *m* вещественную и мнимую части. Для этого *m* обычно записывают в одной из двух следующих форм:

$$m = n(1 - ix), m = n - ik, k = nx.$$
 (3.3)

Здесь *п* — показатель преломления; *х* — индекс поглощения; *k* — показатель поглощения.

Диэлектрическая постоянная є в общем случае также является комплексной величиной. Ее принято записывать так:

$$\varepsilon = \varepsilon' - i\varepsilon'', \tag{3.4}$$

где е' и е" — соответственно реальная и мнимая части е*. Таким образом, для m² имеем

$$m^{2} = \varepsilon' - i (\varepsilon'' + 4\pi\sigma/\omega),$$

$$e' = n^{2} (1 - x^{2}) = n^{2} - k^{2},$$

$$\varepsilon'' + 4\pi\sigma/\omega = 2n^{2}x = 2nk.$$

(3.5)

Чтобы разъяснить физический смысл величин n и k, напомним, что мы изучаем волны в однородном теле. В этом случае показатель m будет постоянным числом. В электродинамике доказывается, что решением уравнения (3.1) в бесконечной однородной среде являются плоские волны вида

$$e^{i(\omega t - qmz)} = e^{-kq_0 z} e^{i(\omega t - q_0 nz)}.$$
(3.6)

При этом мы приняли, что волны распространяются в направлении оси z и опустили несущественные для дальнейшего постоянные амплитуды.

Выражение (3.6) представляет собой затухающую плоскую волну длиной $\lambda' = \lambda/n$. Амплитуда волны убывает на величину $e^{-\kappa' z}$ ($\kappa' = q_0 k$) при перемещении на z единиц длины.

Таким образом, обе части m играют существенно разную роль в распространении волн. Показатель преломления n определяет набег фазы, показатель поглощения k — уменьшение амплитуды волны. Интенсивность света выражается через квадрат поля. Она также убывает экспоненциально с показателем

$$\varkappa = 2\varkappa' = (4\pi/\lambda_0) k. \tag{3.7}$$

В курсах оптики величину и называют коэффициентом поглощения. Она имеет размерность L⁻¹. Это обычная бугеровская характеристика поглощения.

Обратим внимание, что поглощательная способность вещества описывается тремя величинами: индексом поглощения x, показателем поглощения k и коэффициентом поглощения x. Эти величины

^{*} В оптике µ=1, и поэтому всюду дальше мы ее опускаем.

определяются формулами (3.3) и (3.7). В ГОСТе по гидрооптике (Гидрооптические характеристики, ГОСТ 19210—73, 1974) величина и называется показателем поглощения. Мы дальше будем следовать этой терминологии *.

Величины n и k существенно зависят от частоты. Конкретный вид зависимостей $n(\omega)$ и $k(\omega)$ определяется особенностями спектров отдельных молекул и трансформацией этих спектров при объединении молекул в макроскопическое тело. Теория функций $n(\omega)$ и $k(\omega)$ относится к электронной теории вещества. Расчеты здесь очень сложны и, как правило, дают только качественную картину. В оптике дисперсных систем, где нужны точные значения $n(\omega)$ и $k(\omega)$, используют экспериментальные данные. Опыты обычно состоят в определении \varkappa (непосредственно по ослаблению света после прохождения им слоя определенной толщины) и в одновременном определении n (по набегу фазы или по коэффициенту отражения R). Часто определяются соотношения поляризации в отраженном свете **.

Эти измерения произведены для большого класса различных веществ и результаты их можно найти в справочных руководствах.

Ниже мы рассмотрим конкретные данные по воде и другим веществам, важным для оптики океана, а сейчас остановимся на некоторых общих идеях, которые помогают ориентироваться в хаосе экспериментальных данных.

Во-первых, отметим, что величины $n(\omega)$ и $k(\omega)$ не независимы. Они связаны друг с другом некоторыми интегральными соотношениями. Формулы связи были найдены в 1927 г. Г. Крамерсом н Р. Кронигом, они называются дисперсионными соотношениями. Эти соотношения являются прямым следствием принципа причинности.

Красивый пример, элементарно объясняющий суть дела, приведен в работе [1, глава 2]. Представим себе, что в момент t = 0включен источник электромагнитного поля. Поле, равное нулю при t < 0 и ставшее постоянным при t > 0, представляет собой функцию E(t), изображенную на рис. 3.1 *а.* Известно, что эту функцию единичного скачка E(t) можно рассматривать как сумму бесконечного числа плоских волн, существующих от $t = -\infty$ до $t = +\infty$; частоты этих волн проходят весь спектр от $-\infty$ до $+\infty$:

$$E(t) = \frac{1}{2} + (1/\pi) \int_{-\infty}^{\infty} \left(e^{i\omega t}/2i\omega \right) d\omega = \frac{1}{2} + (1/\pi) \int_{0}^{\infty} (\sin \omega t/\omega) d\omega. \quad (3.8)$$

В результате сложения $\frac{1}{2}$ и волн вида $[1/(2\pi i\omega)]e^{i\omega t}$ мы найдем: E(t) = 0 (t < 0), $E(t) = \frac{1}{2}(t = 0)$, E(t) = 1 (t > 0). Пред-

^{*} Ряд авторов обозначают показатель \varkappa буквой *a* [25; 28, с. 547]. К сожалению, в курсах оптики электродинамический показатель *k* часто также обозначают буквой \varkappa (см. [8]). В этом случае две разные физические величины называются и обозначаются одинаково. Однако всегда легко понять, о чем идет речь: электродинамический показатель безразмерен, бугеровский в см⁻¹.

^{**} Формулы, выражающие *n* и *k* через характеристики отражения, довольно громоздки. Удобно использовать специально рассчитанные таблицы и графики.

положим далее, что при t < 0 мы смотрим на невключенный источник поля сквозь слой вещества, не пропускающий какой-то участок частот $\Delta\omega$. Ясно, что если из суммы, ранее дававшей нуль при t < 0, мы исключим какие-то слагаемые, то уже не получим нуль при всех t < 0 (рис. 3.1 б). Это означает, что если мы будем смотреть на лампу через подходящий цветной фильтр, то увидим свет раньше, чем лампа будет зажжена. Этот абсурдный вывод является следствием предположения, что возможно такое вещество (фильтр), которое полностью поглощает участок частот $\Delta\omega$, не внося никаких изменений во все остальные волны. Чтобы принцип причинности не



Рис. 3.1. a - функция скачка - реальное изменение поля во времени (в момент <math>t=0 был включен источник поля); $\delta - «обрезан$ ная» функция скачка - выброшены состав $ляющие с частотами, большими некоторой <math>\omega_0$ (наблюдение источника поля через воображаемый фильтр, поглощающий все частоты $\omega > \omega_0$).

был нарушен, необходимо, чтобы наш фильтр вносил также фазовые сдвиги во все остальные волны, чтобы их сумма (3.8) при t < 0 всегда автоматически была равна нулю. Это означает, что функция $n(\omega)$, определяющая набег фазы, и функция $k(\omega)$, определяющая амплитуду прошедшей волны, должны быть тесно связаны друг с другом.

Дисперсионные соотношения имеют вид (интеграл понимается в смысле главного значения)

$$n(\omega_0) = 1 - (2/\pi) \int_0^\infty k(\omega) \omega d\omega / (\omega^2 - \omega_0^2);$$

$$k(\omega_0) = (2\omega_0/\pi) \int_0^\infty n(\omega) d\omega / (\omega^2 - \omega_0^2).$$
(3.9)

Строгий вывод этих формул приведен в книге [49, § 62]. Формулы (3.9) часто используются в оптике при практическом определении $n(\omega)$ и $k(\omega)$ для реальных веществ. Использование их нетривиально — нужно знать значения функций $n(\omega)$ или $k(\omega)$ во всем интервале частот от 0 до ∞ . Добавим, что, поскольку формулы (3.9) — следствие принципа причинности, они должны иметь место и в тех случаях, когда природа физических полей нам неизвестна. Поэтому они широко используются при изучении взаимодействия элементарных частиц. Как бы сложно ни были устроены неизвест-

ные нам ядерные силы, нельзя увидеть свет раньше, чем будет включена лампа*.

Кроме дисперсионных соотношений, важные закономерности, относящиеся к функциям $n(\omega)$ и $k(\omega)$, установлены в электронной теории вещества. Рассмотрим вначале диэлектрики типа воды, молекулы которой обладают постоянным дипольным моментом. В постоянном или медленно изменяющемся поле молекулы ориентируются по полю. Это приводит к большим значениям n:n=9 $(n^2 = \varepsilon = 81)$. При увеличении частоты тяжелые молекулы воды постепенно отстают от внешнего поля и при $\omega \approx 10^{12} \, c^{-1}$ ($\lambda \approx 1 \, \text{мм}$) ориентационная поляризуемость воды исчезает. Однако ионная и электронная поляризуемость остается. При этом, когда частота волны окажется близкой к собственной частоте ионных или электронных колебаний в молекуле, наступит резонанс, амплитуды колебаний резко возрастут и резко возрастет поляризация вещества *P*. В общем случае

$$P \sim \sum_{l} f_{l} / (\omega_{l}^{2} - \omega^{2} - 2i\gamma_{l}\omega). \qquad (3.10)$$

Здесь ω_i , γ_i , f_i — собственные частоты, коэффициенты затухания и так называемые силы осцилляторов для этих частот. Суммирование производится по всем «осцилляторам» внутри молекулы и по всем молекулам в единице объема вещества. При дальнейшем увеличении частоты ω вначале исчезнет ионная поляризуемость, а затем и электронная. При $\omega \to \infty$, когда для всех ω_i частота $\omega \gg \omega_i$, поляризация P стремится к нулю, как ω^{-2} , и диэлектрическая постоянная $\varepsilon(\omega) \to 1$ — процессы поляризации просто не успевают происходить. В этом случае электроны в веществе можно рассматривать как свободные. Для них легко найдем

$$e(\omega) = 1 - 4\pi N e^2 / (m\omega^2),$$
 (3.11)

где N — число электронов в единице объема; е и m — заряд и масса электрона.

Эта универсальная формула верна уже с частот, соответствующих далекому УФ. Она в равной мере применима как к диэлектрикам, так и к проводящим телам, например металлам.

3.2. ОПТИЧЕСКИЕ КОНСТАНТЫ ЧИСТОЙ ВОДЫ, ЧИСТОЙ ОКЕАНСКОЙ ВОДЫ, РАСТВОРЕННОГО ОРГАНИЧЕСКОГО ВЕЩЕСТВА

3.2.1. ЧИСТАЯ ВОДА

Исходным для понимания спектра поглощения вещества является спектр поглощения изолированной молекулы. Однако при образовании из отдельных молекул конденсированного вещества спектр

^{*} Интересно, как отмечает А. Анго [1], что до открытия дисперсионных соотношений и их связи с принципом причинности рассуждения с лампой, приведенные выше, заставляли многих физиков отрицать реальность интеграла Фурье.

молекул сильно искажается за счет межмолекулярных взаимодействий. Эти взаимодействия влияют на структуру энергетических уровней системы. Кроме того, в спектре возникают новые полосы поглощения, связанные с возникновением ближнего порядка в жидкости, с образованием ассоциатов и т. д. У большинства жидкостей поэтому функция $\varkappa(\lambda)$ заметно отличается от $\varkappa(\lambda)$ для изолированной молекулы. Тем не менее такое сопоставление представляется нам полезным.

У воды дело сильно осложняется тем, что она представляет собой плотно упакованную систему. Взаимодействие между молекулами в ней весьма велико. Для оценки этого взаимодействия заметим, что энергия, обусловленная водородной связью, отнесенная к одной молекуле, будет для воды порядка $8 \cdot 10^{-20}$ Дж. Это в 20 раз больше, чем энергия теплового движения kT, которая при комнатной температуре $\sim 4 \cdot 10^{-21}$ Дж. Из-за сильного взаимодействия между молекулами жидкую воду можно в известном смысле рассматривать как макрокристалл из атомов водорода и кислорода.

Любопытное подтверждение этому дает теплоемкость. Напомним, что еще в начале XIX в. Дюлонг и Пти установили эмпирический закон, согласно которому атомная теплоемкость кристаллов одинакова для всех элементов и составляет примерно $25 \, \text{Дж}/(^{\circ}\text{C} \times \infty \text{ моль})$. Добавим, что современная теория теплоемкости твердого тела, развитая Дебаем, которая рассматривает тепловое движение как набор упругих волн в кристалле, также дает для атомной теплоемкости значение $25 \, \text{Дж}/(^{\circ}\text{C} \cdot \text{моль})$. С этой точки зрения теплоемкость моля воды, если рассматривать его как кристалл, состоящий из двух молей водорода и одного моля кислорода, должна составлять 75 $\, \text{Дж}/(^{\circ}\text{C} \cdot \text{моль})$. Но это как раз в точности соответствует экспериментальному значению для жидкой воды. Это означает, что при нагревании вода ведет себя как молекулярный кристалл, энергия отдельных атомов которого равнораспределена по степеням свободы.

Тем не менее начнем со спектра изолированной молекулы H_2O , т. е. со спектра водяного пара. Мы увидим, что существует качественное соответствие между полосами жидкой воды и полосами водяного пара. Анализ спектра молекулы H_2O можно найти в курсах молекулярной спектроскопии. Сделаем здесь несколько замечаний по этому вопросу. Известно, что энергия E, которой обладает молекула, представляется суммой E_3 — энергии электронов в молекуле, $E_{\rm K}$ — колебания отдельных атомов относительно центра молекулы, $E_{\rm B}$ — вращения молекулы как целого, $E_{\rm m}$ — поступательного движения молекулы как целого:

$$E = E_{s} + E_{\kappa} + E_{p} + E_{n}. \qquad (3.12)$$

В соответствии с этим в спектре молекулы должны были бы наблюдаться электронные, колебательные и вращательные переходы.* Данные спектроскопии, однако, показывают, что чисто элек-

^{*} Энергия поступательного движения практически не квантуется, и соответственно изменения в ней не связаны с поглощением или излучением.

тронные и колебательные спектры не наблюдаются. При электронных переходах одновременно происходят колебательные и вращательные переходы, при колебательных — вращательные переходы. В реальных спектрах мы всегда имеем дело либо с электронноколебательно-вращательными переходами, либо с колебательновращательными, либо с чисто вращательными. В спектроскопии первые переходы называют просто электронными, вторые — колебательными, а третьи — вращательными.

У молекулы воды электронные переходы приводят к сильным полосам, расположенным в далекой УФ области (при $\lambda < 18,6$ нм),

вращательные переходы описывают широкую спектральную область от $\lambda = 8$ мкм до нескольких сантиметров. Всю промежуточную область — близкую УФ, видимую, близкую ИК — занимает колебательновращательный спектр молекулы. Колебательный Он очень сложен. спектр молекулы воды имеет три основные частоты, центры которых расположены при волновых числах $v_1 = 3657 \text{ cm}^{-1}, v_2 = 1595 \text{ cm}^{-1}, v_3 =$ = 3756 см⁻¹, что соответствует длинам волн 2,734; 6,270; 2,662 мкм. Характер колебаний молекулы,



Рис. 3.2. Характер колебаний для основных частот молекулы воды.

соответствующий этим основным частотам, приведен на рис. 3.2. При первом и третьем колебаниях происходит сжатие (или растяжение) химических связей в молекуле, при первом — симметричное, третьем — асимметричное. При втором колебании происходит деформация формы молекулы — колеблется угол при атоме кислорода. Эта деформация требует наименьшей энергии и поэтому имеет самую низкую частоту. Приблизительно $\tilde{v_1} = \tilde{v_3} = 2v_2$, и при слабом разрешении мы наблюдаем две сильные полосы H₂O: главную в области $\lambda \approx 2,7$ мкм и более слабую в области 6,3 мкм. Обертоны этих основных колебаний, а также составные частоты дают целый ряд очень слабых полос в видимой области, в интервале 543—847 нм, и сильные полосы в ближней и средней ИК области, от 944 нм и далее.

Спектр жидкой воды заметно проще спектра водяного пара, в нем пропадает целый ряд деталей. На рис. 3.3 мы приводим

результаты измерений показателя поглощения жидкой воды и эквивалентного количества водяного пара (вода при комнатной температуре, пар при 127 °C) в спектральной области 0,7—2,1 мкм. Чтобы данные можно было уверенно сопоставлять, измерения выполнены с одной и той же спектральной аппаратурой [143]. Из-за сильного взаимодействия между молекулами тонкая вращательная структура в воде оказывается сильно размытой. Остаются полосы простого строения. При этом полосы сдвинуты в сторону бо́льших λ , они сильно расширены и взаимно перекрываются. Поглощение



Рис. 3.3. Сопоставление показателя поглощения жидкой воды (1) и водяного пара (2). На участке 0,9—1,3 мкм масштаб увеличен в 10 раз, на участке 0,7—0,9 мкм — в 100 раз.

в жидкой воде оказывается сплошным и заметно бо́льшим, чем в паре. Мы уже отмечали, что точный расчет всей этой трансформации требует определения положения энергетических уровней конденсированной системы, что в настоящее время невозможно. Общая же картина такова. Ультрафиолетовое поглощение связано с электронными переходами, инфракрасное — с колебательными. Под влиянием внутримолекулярных и межмолекулярных взаимодействий возникает множество колебательных обертонов, перекрытие которых приводит к поглощению в видимой области спектра.

Обратимся к экспериментальным данным. Для прозрачных жидкостей значения n проще всего определить интерферометрически, по набегу фазы волны. Величину k находят через показатель κ по формуле (3.7). Для определения κ в чистой воде можно использовать измерение ε , поскольку в этом случае показатель рассеяния σ можно рассчитать с хорошей точностью (см. раздел 3.5). В видимой области ослабление в воде мало́ и измерение ε очень непросто. Большую трудность представляет очистка воды (от растворенных веществ и пылинок) и сохранение ее чистоты в процессе измерений. В работе [41] сопоставлены результаты различных измерений є в спектральной области 250—600 нм, начиная от первых измерений Ашкинасса (1895). Эти значения, дополненные интервалом 600—800 нм (по [48]), представлены на рис. 3.4. Обращает на себя внимание значительный разброс данных разных авторов. Этот разброс может быть вызван: 1) различием в степени очистки воды



Рис. 3.4. Показатель ослабления света чистой водой по обзору [48]. Разными значками отмечены данные разных авторов (ссылки см. в работе [48]).

Шкала слева относится к спектральному интервалу 250-600 им, справа 580-800 им.

у разных авторов; 2) различием в методиках, т. е. ошибках измерений. Кроме лабораторных, на рис. 3.4 приведены также данные измерений є в экстремально прозрачных водах к северо-западу от о. Раротонга в Тихом океане. Если считать, что є чистой океанской воды не может быть меньше, чем є чистой воды, то можно определить наиболее вероятную кривую $\varepsilon(\lambda)$ для чистой воды. Эта кривая показана на рис. 3.4 сплошной линией. Соответствующие ей оптические характеристики по [110] указаны в табл. 3.1.

Недавно, однако, данные по чистой воде снова подверглись ревизии в работах [148, 172, 178]. Остановимся на последней из этих работ [178]. Для измерений показателя поглощения х авторы Таблица 3.1 ОПТИЧЕСКИЕ СВОИСТВА ЧИСТОЙ ВОДЫ (7-20 °С. р-10° Па)

					•	
λнм	n	k · 1010	σ · 10 ³ м—1	8 · 10 ³ м ¹	ж • 10 ³ м ^{-,1}	· л
250 300 320 350 400	1,337 1,359 1,354 1,349 1,343	3,78 1 9,55 5,09 3,34 1,91	32,0 15,0 12,0 8,2 4,8	220 55 32 20 11	190 40 20 12 6	0,15 0,27 0,38 0.4. 0,44
420 440 460 480 500	1,342 1,340 1,339 1,337 1,336	1,67 1,40 7,32 —1 1,15 2,39	4,0 3,2 2,7 2,2 1,9	9 7 5 8	5 4 2 3 6	0,54 0,46 0,54 0,44 0,24
520 530 540 550 560	1,336 1,335 1,335 1,334 1,334 1,334	5,79 9,28 1,25 1 1,53 1 1,74 1	1,6 1,5 1,4 1,3 1,2	16 23 30 36 40	14 22 29 35 39	0,10 0,065 0,047 0,036 0,030
580 600 620 640 660	1,333 1,333 1,332 1,332 1,332 1,331	3,42 1 9,55 1 1,18 2 1,38 2 1,63 2	1,1 0,93 0,82 0,72 0,64	75 200 240 270 310	74 200 240 270 310	0,015 0,0046 0,0034 0,0027 0,0021
680 700 740 750 760 800	1,331 1,330 1,329 1,329 1,329 1,329 1,328	2,06 2 3,34 2 1,32 3 1,56 3 1,55 3 1,29 3	0,56 0,50 0,40 0,39 0,35 0,29	380 600 2250 2620 2560 2020	380 600 2250 2620 2560 2020	0,0015 0,0008 0,0002 0,0001 0,0001 0,0001

используют оптико-акустический эффект, когда-то-наблюдавшийся еще Дж. Тиндалем и широко использованный в работах М. Л. Вейнгерова. При поглощении пульсирующего пучка света в воде возникают акустические волны, амплитуда которых является мерой интенсивности поглощения света. Детальный анализ метода, проведенный в работе [178], показывает, что он обеспечивает абсолютную точность измерений » около ±10 %. Это наилучшая точность, достигнутая в настоящее время. В табл. 3.2 и на рис. 3.5 сопоставлены данные разных авторов. Мы видим, что в наиболее важной для оптики моря видимой области расхождения данных велики. В красной и ИК областях, там, где поглощение значительно, данные разных авторов сходятся значительно лучше. Новый метод свободен от многих ошибок, свойственных измерениям ж по є. Это абсолютный метод, в котором поглощение прямо определяется по тепловому эффекту, не надо вводить поправок на рассеяние частицами, смещение оси и потерю коллимации пучка, на поглощение и отражение в окнах и т. д. Эти поправки в одних

· 66

случаях могут преувеличиваться, в других преуменьшаться, что и приводит к большому разбросу, особенно в прозрачной области. Данные \varkappa из работы [178] вместе с k и ε (при расчете ε мы взяли σ из табл. 3.1) представлены в табл. 3.3. Сопоставляя табл. 3.3 и 3.1, мы видим, что в настоящее время в оптических характеристиках чистой воды существует большой разнобой.



Рис. 3.5. Показатель поглощения света чистой водой, уточненные данные по работе [178]. Значения на пунктирном участке определены экстраполяцией. Для сравнения на рис. указаны также данные работ: 1 — [177], 2 — [150], 3 — [41], 4 — [148], 5 — [172].

Таблица 3.2

ПОКАЗАТЕЛЬ ПОГЛОЩЕНИЯ ЧИСТОЙ ВОДЫ ПО РАЗНЫМ ИСТОЧНИКАМ (×-10⁵ м-1) *

				λн	4 ´		
Источник	400	450	500	550	. 600	650	700
[151] [140] [177] [150] [142] [41, 48] [148] [172] [178]	14 41 58 100 ± 6 76 ± 6 76 ± 6 1 · 1 –	$7 \\ 21 \\ 33 \\ 20 \\ ± 5 \\ -37 \\ 23 \\ \pm 2$	9 35 -25 24 ± 10 6 22 45 23,3 ± 2	$ \begin{array}{r} 40 \\ 70 \\$	$ \begin{array}{r} 190 \\ 170 \\ 272 \\ 150 \\ 170 \pm 50 \\ 200 \\ - \\ 260 \\ 205 \pm 20 \end{array} $	$280 230 351 250 280 \pm 60 290$	$\begin{array}{r} 450\\ 393\\ 648\\ 600\\ 560+120\\ 600\\ -\\ -\\ 590\pm 60\end{array}$

* В работе [151] была очень тщательно выполнена очистка воды (это особенно важно для синей и УФ области, где велика роль загрязнения). Данные работ [140] и [177] приведены в монографии Ерлова [25]. Обзор [150] широко используется в геофизических работах. Монография [142] считается нанболее тщательным обзором физических свойств чистой воды (приводим средние значения и колебания по данным разных авторов, рассмотренным в работе [142]). Данные в работе [178] приведены с ошнбками, указанными авторами.

Lauringa 0.0	Таблица	3.3
--------------	---------	-----

ОПТИЧЕСКИЕ СВОИСТВА ЧИСТОИ ВОДЫ (7-20 °С, p-10⁵ Па) ПО НОВЫМ ИЗМЕРЕНИЯМ

λнм	ж · 10 ³ м ⁻¹	€ + 10 ³ м ¹	k · 1010	λ. нм	ж · 10 ³ м ⁻¹	е - 10 ³ м ^{—1}	k 1010
440 460 480 500 520 530 540 550	25,8 21,0 18,6 23,3 38,0 41,0 46,0 52,0	29,0 23,7 20,8 25,2 39,6 42,5 47,4 53,3	9,03 7,69 7,10 9,27- 1,571 1,731 1,981 2,281	560 580 600 620 640 660 680 700	60,8 100 212 288 310 366 426 590	62,0 101 213 289 311 367 427 590	2,711 4,611 1,012 1,422 1,582 1,922 2,312 3,292

В широком спектральном диапазоне от $0,1 \cdot 10^{-10}$ до 1 м оптические постоянные воды были опубликованы в работе [27]. В области 2—50 мкм авторы нашли n и k по спектрам отражения которые они измерили. Значения n и k за пределами этой спектральной области были определены ими по дисперсионным соотношениям (3.9).

3.2.2. ЧИСТАЯ ОКЕАНСКАЯ ВОДА

Все сказанное выше относилось к чистой воде. При переходе к чистой океанской воде, т. е. при добавлении к воде неорганических солей, изменяются как k, так и n. Рассмотрим вначале влияние солей на поглощение. Главное изменение происходит в УФ и слабое — в ИК области. Ионы неорганических солей имеют электронные спектры поглощения, расположенные в УФ области. В видимой и близкой УФ области вклад их мал, но заметно растет при уменьшении λ . Этот вклад специально исследовался в работе Ж. Ленобль [157]. Она определила поглощение водных растворов восьми солей (NaCl, MgCl₂, Na₂SO₄, CaCl₂, KCl, NaHCO₃, NaBr, SrCl₂), ионы которых образуют главный ионный состав морской воды. Затем, используя закон Бера и предполагая аддитивность, она вычислила поглощение искусственной морской воды с хлорностью 19‰, составленной из отдельных компонент. Данные Ленобль приведены в табл. 3.4 и на рис. 3.6.

Таблица	3.4
---------	-----

	Тоглощение зч		1		<u>, , , , , , , , , , , , , , , , , , , </u>
λнм	ж · 10² м ⁻¹	λнм	ж · 10 ² м ⁻¹	λнм	× · 10 ² м ⁻¹
390 380 370 360 350	2,1 2,1 5,1 5,3 6,0	340 330 320 310 300	6,9 7,3 11,5 14 19	290 280 270 260 250	25 35 45 47 51

ПОГЛОЩЕНИЕ УФ СВЕТА ИСКУССТВЕННОЙ МОРСКОЙ ВОДОВ

Из рис. 3.6 видно, что данные работы [157] несколько выше данных для чистой океанской воды *. При дальнейшем уменьшении λ поглощение морской водой резко возрастает и становится значительно больше, чем \varkappa раствора неорганических солей. Армстронг и Болч [132] приписали это различие влиянию органического вещества. Они также отметили заметную роль нитратов, в особенности в глубоких водах (концентрация нитратов растет с глубиной, см. [28]). Подробно поглощение в УФ области изучали



Рис. 3.6. Возрастание показателя послощения, вызванное растворенными солями.

а — влияние бромистых соединений, интратов и кислорода (концентрации типичны для морской воды: Вг- — 65 мг/л, NO₃⁻ —

10 мкмоль/л, O₂ — 5[•]/₀ (по объему)].

б — профильтрованная среднземноморская вода: / — поверхностная, обработанная ультрафиолетом (чтобы разрушить растворенное органическое вещество); 2 — глубинная (бедная органикой). Там же приведены данные для раствора солей — искусственной морской воды, по [157] (3).

Огура и Хания [163]. В их работе исследовались пробы, взятые из западной части Тихого океана и из залива Сагами до глубин ~5000 м. Образцы фильтровались через фильтры с диаметром пор 0,45 мкм, измерялось ослабление в области 210—300 нм **. По их данным в этой области поглощение органикой в поверхностных водах составляет 15—20 %, уменьшаясь с глубиной, поглощение нитратами, пренебрежимо малое на поверхности, растет с глубиной до 60 %, остальная часть связана с бромидами. Вклад их примерно одинаков на всех глубинах. Возрастание × по сравнению с дистиллированной водой для $\lambda = 220$ нм, по данным работы [163], представлено на рис. 3.7 и в табл. 3.5.

Тщательные исследования поглощения в УФ области провели Копен-Монтегю и Сальо (по [28]). Они обнаружили, что в спектральной области 200—230 нм, кроме бромидов и нитратов, погло-

^{*} Возможно, что это вклад частиц, оставшихся в пробе после фильтрации (при измерении в работе [157]).

^{**} Вклад рассеяния малыми частицами, оставшимися в пробе, будет пренебрежимо мал в области 210 им. Но его доля растет с λ и может составить 15— 30 % при λ =300 им. Для точной оценки нужны данные о взвеси, оставшейся в пробе.

Таблица 3.5

МОДЕЛЬ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ОКЕАНСКОЙ ВОДОЙ (Дж м-1)

	Органическое вещество	≁Br	NO3	Σ
Поверхностные воды	5	18—25	√ 35	23—30
Глубинные воды	2,5	18—25		≼ 60

щает также растворенный кислород. Данные их измерений приведены на рис. 3.6*. На этом рисунке представлено дополнитель-



Рис. 3.7. Показатель поглощения УФ излучения в океанской воде.

а — станция в Тихом океане, к югу от Японии (28°00' с. ш., 135°55' в. д.); 6 — залив Сагами (34°26' с. ш., 139°40' в. д.). 1 органическое вещество; 2 — нитраты (NO⁻₃). 3 бромиды (Br-).

иое поглощение света (по сравнению с чистой водой) по данным измерений проб воды Средиземного моря (соленость 37,8%), профильтрованной через тонкий фильтр (чтобы устранить взвесь) и облученной ртутной лампой (чтобы устранить поглощение растворенной органикой). Для $\lambda = 250$ нм получено значение 0,45 м⁻¹; для 300 нм ~0,1 м⁻¹; поглощение не изменялось с глубиной. Эти значения не противоречат данным измерений с естественной океанской водой (наименьшие значения в (λ) порядка 1 м⁻¹ для 250 нм и ~0,3 м⁻¹ для 300 нм, по [48]). Кривые на рис. 3.6 позволяют оценить х воды в УФ области и при любых других концентрациях Br⁻, NO₃ и O₂. Используя данные о распределении этих веществ, например приведенные в главе 2, можно получить распределения »(λ) в Мировом океане.

Оптические свойства чистой океанской воды в ИК области были изучены в работе [144]. Автор считает, что присутствие

^{*} Концентрация нитратов дана в микромолях азота, а кислорода в миллилитрах. Все отнесено к литру морской воды.

диссоциированных ионов MgSO₄, MgCl₂, CaCl₂, NaCl приводит к двум эффектам: небольшому увеличению n и сдвигу положения полос поглощения (это сказывается в уменьшении k). Главные изменения происходят в области 9—15 мкм и связаны с полосой поглощения сульфатов. Для воды с соленостью S = 34,3% и хлорностью Cl = 19‰ в работе [144] рекомендуются следующие поправки к n и k: 1) в видимой и ИК области до $\lambda = 9$ мкм поправка Δn_0 к величине n равна 6 · 10⁻³; $\Delta k_0 = 0$; 2) в ИК области 9—15 мкм поправки Δn_0 и Δk_0 представлены в табл. 3.6 (они зависят от длины волны).

Таблица 3.6 Поправки на соленость для оптических констант океанской воды

λ. мкм	≜ n ₀ · 10 ³	$\Delta k_0 \cdot 10^3$	λ мкм	∆ n ₀ • 10 ³	∆ k _e · 10 ³
9,0 9,2 9,4 9,6 9,8 10,0 10,2 10,4 10,6 10,8 11,0 11,2 11,4 11,6 11,8 12,0	77889999999998877	1 1 1 1 1 2 2 2 3 3 4 4 5 7 9	12,2 12,4 12,6 12,8 13,0 13,2 13,4 13,6 13,8 14,2 14,2 14,4 14,6 14,8 15,0	66654322211110	10 10 10 11 11 10 10 9 8 8 7 7 7 6

Для всякой другой воды с соленостью, отличающейся от стандартной, автор работы [144] рекомендует линейную интерполяцию, т. е. принимает

$$\Delta n = \Delta n_0 S/S_0;$$

$$\Delta k = \Delta k_0 S/S_0.$$
(3.13)

Поправки к *n* и *k* вводятся по следующим формулам:

$$n = n_{\rm B} + \Delta n; \quad k = k_{\rm B} - \Delta k, \tag{3.14}$$

где n_в и k_в — оптические константы чистой воды.

В более поздней работе [169] авторы подтвердили результаты работы [144].

В видимой области точных данных об изменении показателя поглощения чистой океанской воды $k(\lambda)$ с соленостью нет. Он очень мал, и его принято считать тем же, что и у чистой воды. Показатель преломления $n(\lambda)$ с ростом солености S слегка возрастает, для $\lambda = 0.59$ мкм (T = 25 °C) примерно на 0.7 % при
изменении S от 1 до 35‰*. Показатель преломления $n(\lambda)$ измерялся рядом авторов. Имеется много данных, часть из них определена с большой точностью [25, 28, 74]. Мы подробно рассмотрим этот вопрос в разделе 3.5. Здесь приведем табл. 3.7. В ней указаны значения $n(\lambda)$ для стандартной морской воды в видимой области.

С помощью таблицы приращений Δn (табл. 3.11) можно легко оценить n в видимой области для любых S, p, T.

Оптические константы чистой океанской воды в широкой спектральной области 0,35—15 мкм указаны в табл. 3.8 и на рис. 3.8. Более подробные данные приведены в работе [24].



Рис. 3.8. Оптические константы океанской воды (n₁, k₁) и нефти (n₂, k₂) в широкой спектральной области.

Таблица 3.7

DNHAUFHUG	n*=(n	1.31.105	лля	чистой	MOPCKOP	волы	(T=20 °C.)	$n = 10^5 \Pi a$.	S=35%
SHARENHA	n = (n -	1,01,10	A	moron	MOLON	воды	(1 - 20 0)	p = 10 11a,	,

λ - 10 ¹⁰ m	n*	λ - 10 ¹⁰ M	n*	λ · 1010 м	n*
4047	4951	4880	4356	5770	3982
4358	4692	5017	4285	5791	3976
4579	4536	5083	4252	5893	3943
4678	4473	5145	4224	6328	3813
4800	4401	5461	4092	6438	3781

^{*} Это обстоятельство используется в лабораторных интерференционных рефрактометрах. При изменении S на 0,001 ‰ на плече в 10 см приращение в оптическом пути будет 0,003λ, что нетрудно измерить. Оптические солемеры in situ пока не описаны.

Таблица 3.8

ОПТИЧЕСКИЕ КОНСТАНТЫ ЧИСТОЙ ОКЕАНСКОЙ ВОДЫ (T=20 °C, p=10° Па, S=35 %)

λ мкм	n	k	λ мкм	n	k
0,35 0,445 0,450 0,555 0,60 2,586 3,355 3,445 3,550 3,550 3,60	1,356 1,350 1,346 1,343 1,341 1,339 1,246 1,180 1,471 1,450 1,437 1,426 1,413 1,404 1,396 1,390	$\begin{array}{c}3,9 \\ -10\\3,9 \\ +10\\9,3 \\ -1 \\ -1 \\ -1 \\ -1 \\ -1 \\ -1 \\ -1 \\ -$	4,00 4,50 5,00 6,50 6,50 7,00 7,50 9,00 10,00 11,00 12,00 13,00 14,00 15,00	$1,354 \\ 1,338 \\ 1,336 \\ 1,313 \\ 1,276 \\ 1,336 \\ 1,318 \\ 1,307 \\ 1,292 \\ 1,259 \\ 1,259 \\ 1,259 \\ 1,210 \\ 1,167 \\ 1,125 \\ 1,144 \\ 1,218 \\ 1,282$	$\begin{array}{r} 3,7 & -3 \\ 1,1 & -2 \\ 1,4 & -2 \\ 1,5 & -1 \\ 3,6 & -2 \\ 3,2 & -2 \\ 3,3 & -2 \\ 3,3 & -2 \\ 3,5 & -2 \\ 4,0 & -2 \\ 5,5 & -2 \\ 1,1 & -1 \\ 2,0 & -1 \\ 3,1 & -1 \\ 4,3 & -1 \end{array}$

3.2.3. РАСТВОРЕННОЕ ОРГАНИЧЕСКОЕ ВЕЩЕСТВО

До сих пор мы говорили о чистой воде и о чистой морской воде. Обратимся теперь к растворенному органическому веществу, точнее к той части его, которая называется желтым веществом. Показатель поглощения $\varkappa_{\rm m}(\lambda)$ приведен на рис. 3.9. При переходе от $\lambda = 600$ нм к $\lambda = 250$ нм показатель $\varkappa_{\rm m}$, например, возрастает в 200 раз. Это приводит к желтоватой окраске вод тех морей, например Балтийского, которые содержат много желтого вещества. Показатель поглощения желтого вещества аппроксимируется формулой

$$\varkappa_{\mathbf{x}}(\lambda) = C e^{-\mu\lambda}, \qquad (3.15)$$

поскольку в полулогарифмическом масштабе он представлен в работе [25] прямой линией. Коэффициент μ для этой прямой равен примерно 15·10⁻³ нм⁻¹. Измерения, проведенные в рейсах ИОАН, показали, что коэффициент μ для поверхностных вод равен примерно 15·10⁻³ нм⁻¹, для глубинных ~17·10⁻³ нм [48]. Близкая зависимость рекомендуется в работе [149]:

$$\varkappa(\lambda) = \varkappa(\lambda_0) e^{-0.0140 (\lambda - \lambda_0)}, \qquad (3.16)$$

где λ_0 — фиксированная длина волны в области между 280 и 250 нм. При этом дисперсия показателя в экспоненте равна 0,0025.

О стабильности характеристик поглощения света желтым веществом в литературе имеются разные точки зрения. Так, Ерлов в первом издании работы [25, с. 78] вообще считал, что зависимость $\varkappa_{\mathbf{x}}(\lambda)$ имеет универсальный характер. А. Иванов [28] отмечает, что количество желтого вещества в воде сильно колеблется и соответственно заметно изменяются как абсолютное значение поглощения, связанное с желтым веществом, так и в меньшей степени спектральные зависимости (рис. 15.11, с. 339). В работе [149] отмечается, что для $\lambda_0 = 450$ нм $\varkappa = 0,212$ м⁻¹ при концентрации желтого вещества c = 1 мг/л. Автор работы [149], таким образом, рекомендует следующее соотношение для определения концентрации желтого вещества (в мг/л) через показатель $\varkappa(\lambda)$:

$$c = 4,72\varkappa(\lambda) e^{0,0140 \ (\lambda - 450)}. \tag{3.17}$$

Качественно нетрудно понять основную закономерность, связанную с желтым веществом, — быстрый рост поглощения в сторону коротких волн. УФ область, о которой идет речь, — это элек-



Рис. 3.9. Показатель поглощения желтого вещества.

а — в обычном масштабе, б — в полулогарнфмическом.

тронные спектры поглощения. Для растворов органических молекул в воде электронные спектры поглощения представляются широко размытыми полосами. Они имеют асимметричную форму, с длинноволновой стороны у них более крутой подъем, чем спуск с коротковолновой. Поглощение желтого вещества, которое мы наблюдаем в УФ области, — это длинноволновая часть электронной полосы поглощения.

Для установления связи между спектром, поглощения и структурой нужно остановиться на том, как формируется электронный спектр сложных молекул [22]. Углерод в органических соединениях образует два типа связей: одиночные, или о-связи и сопряженные, или л-связи. В одиночных связях электроны, осуществляющие связь, локализованы между связываемыми атомами. В сопряженных связях электроны, осуществляющие связь, принадлежат всей взаимодействующей системе в целом. Приближенный способ расчета спектра поглощения сложных молекул, метод молекулярных орбит, состоит в том, что при этом учитываются только л-электроны. Вся остальная часть молекулы, все ядра атомов и все остальные электроны считаются остовом или скелетом, в поле которого свободно перемещаются л-электроны. В простейшем органическом соединении, в молекуле C₆H₆ (бензола) например, это упрощение позволяет вместо системы из 12 ядер и 42 электронов рассматривать шесть делокализованных электронов. Картина очень похожа на систему полос, возникающих в твердом теле.

Чтобы вычислить энергетический спектр системы л-электронов, представим себе, что речь идет о линейной цепочке длины L. Поскольку на концах цепочки электронные волны должны иметь узлы, на длине L должно укладываться целое число n электронных полуволн $\lambda/2 = L/n$ (n = 1, 2, ...). Соответственно в системе могут существовать электроны только со скоростями $v_n = h/(m\lambda) =$ = hn/(2mL), а спектр энергии определяется формулой $E_n =$ $= h^2n^2/(8mL^2)$. Пусть система состоит из N атомов, длина каждой связи l. Очевидно, L = (N-1)l. Каждый атом дает по одному л-электрону. В соответствии с принципом Паули в оптической полосе они займут N/2 уровней. При поглощении происходит переход с верхнего занятого на ближайший свободный уровень. Таким образом, частота перехода v определяется формулой

 $hv = h^2 [(N/2 + 1)^2 - (N/2)^2] / [8ml^2 (N - 1)^2] \approx [(h^2/8ml^2)] (1/N).$

Из этой формулы видно, что чем меньше система (чем меньше N), тем выше частота поглощаемого света. Очевидно, что коротких участков сопряженных связей значительно больше, чем длинных, хотя бы просто потому, что длинная сопряженная цепь неустойчива. Под влиянием различных возмущений, тепловых и других, она будет изгибаться и рваться, превратится в несколько коротких кусков. Причем чем меньше кусок, тем он более устойчив и тем таких кусков будет больше. Чем короче цепь, тем выше частота виртуального вибратора, который должен быть ей приписан. Поскольку интенсивность поглощения пропорциональна числу вибраторов, способных поглощать свет, в сложных молекулах показатель $\varkappa(v)$ растет с частотой.

3.3. ЧАСТИЦЫ ВЗВЕСИ

Оптические константы частиц взвеси определяются природой частиц. Терригенная взвесь представляет смесь различных минералов. Состав ее более или менее известен. Изучением его занимались А. П. Виноградов, А. П. Лисицын, Т. Сасаки и др.* Полагают, что чаще всего встречаются минеральные вещества, приведенные в табл. 3.9, где n_0 и n — абсолютные и относительные показатели преломления этих веществ в видимой области спектра. Средний относительный показатель преломления n, соответствующий табл. 3.9, равен 1,17. Состав минералов может несколько отличаться от приведенного и средний показатель преломления лежит в диапазоне 1,15—1,20. Сравнения измеренных оптических характеристик с модельными в разных случаях дают для n значения в диапазоне 1,15—1,25. В главе 6 показано, что для терригенных частиц в видимой области спектра наилучшее совпадение

^{*} Ссылки на оригинальные работы см. [123].

ПОКАЗАТЕЛИ ПРЕЛОМЛЕНИЯ МИНЕРАЛОВ, СОСТАВЛЯЮЩИХ МОРСКУЮ ВЗВЕСЬ

Показатель	Гидрослюда	Каолинит	Монтморил- лонит	Хлорид	Бейделлит	Палыгорскит
n _o	1,58	1,56	1,51	1,57	1,55	1,55
n	1,19	1,17	1,135	1,18	1,165	1,165

рассчитанной индикатрисы рассеяния (под средними и большими углами) с наблюдениями дает n = 1,15.

Биогенная взвесь продуцируется непосредственно в море и сосстоит как из живых организмов (микробы, планктон), так и из органического детрита (обломки скелетов, остатки плазменной органики). Объективных измерений показателя преломления биологических частиц очень немного. Методом иммерсионной рефрактометрии найдено, что абсолютный показатель преломления шаровидных бактерий Stafilococcus aurens равен 1,40. Принято считать, что относительный показатель преломления органических частиц в море, вероятно, меньше 1,05. Поглощение у этих частиц в видимой области наблюдается в участках поглощения пигментами фитопланктона.

Как мы видели в главе 2, живые клетки фитопланктона составляют примерно 10 % океанской взвеси. Клетки водорослей сложно организованы, они содержат внутриклеточные образования, называемые хлоропластами. Хлоропласты состоят из белков, липидов и пигментов. Хлоропласты являются центрами фотосинтеза в клетке. Структура их зависит от конкретного организма. Так, хлоропласт одноклеточной водоросли Chlorella vulgaris, исследованной в работе Ф. Я. Сидько с сотр. [79], состоит из четырех и восьми неравных слоев с 16-32 мономерными слоями хлорофилла. Кроме хлорофилла, в клетках планктона присутствуют и другие пигменты — каратиноиды, фикобилины и др. Набор пигментов в клетке зависит от ее вида, возраста, условий, в которых она развивается, и т. д. Два обстоятельства упрощают эту в общем сложную картину: 1) оптические свойства различных пигментов отличаются не очень сильно. Это видно, в частности, из рис. 5.3, где приведены по [179] спектры оптической плотности трех различных чистых культур планктона и естественной популяции из вод Вудс-Хола. Все кривые имеют минимум поглощения в зеленой области, сильное поглощение в синей (обязанное хлорофиллам и каратиноидам) и в красной области (обязанное хлорофиллу-а). Близость оптических свойств различных пигментов связана с близостью их химических структур*; 2) существует тесная корреляция между

^{*} Более того, пигменты зеленого листа структурно близки к пигменту крови — гему. И те, и другие это металлопроизводные циклических пиррольных пигментов. В хлорофилле в центре пиррольного кольца магний, в геме — железо.

общим содержанием всех пигментов в верхнем 100-метровом слое океана и содержанием хлорофилла-а. Это означает, что концентрацию пигментов в целом можно характеризовать концентрацией хлорофилла-а (см. рис, 5.4). При моделировании клеток в первом приближении их рассматривают как однородные сферы, в котором равномерно перемешанные пигменты и непоглощающие вещества. По данным работы [79], доля хлорофилла от сухого вещества. По данным работы [79], доля хлорофилла от сухого вещества клетки составляет несколько процентов (< 4 %), а показатель х в среднем по клетке равен (5,5—9)·10⁴ м⁻¹ для $\lambda = 435$ нм и (4,5—6)·10⁴ м⁻¹ для $\lambda = 680$ нм. Это дает для мнимой части показателя преломления вещества клетки значение $k = (2,6-3)\cdot10^{-3}$ для λ , равной 435 и 680 нм. Для водоросли *Chlorella pyrenoidosa* и $\lambda = 675$ нм в работе [156] приводят в 6 раз большее значение $x = 33\cdot10^4$ м⁻¹.* Добавим, что следует различать показатель поглощения вещества частиц взвеси и показатель самой взвеси (он указан на рис. 5.3).

Значения *n* частиц взвеси, приведенные выше, получены на пробах. Метод определения *n* in situ предложен в работе [181]. Авторы использовали установленный в ряде работ факт тесной корреляции между полным показателем гидрозольного рассеяния $\sigma_{\rm f}$ и показателем рассеяния $\sigma_{\rm f}$ (45°)

$$\bar{\sigma}_{\rm r} (45^{\circ}) / \bar{\sigma}_{\rm r} = const.$$

Черта означает усреднение по кривой распределения.

Используя для поперечника рассеяния на отдельной частице формулу (4.85) и принимая гамма-распределение с $\mu = 0$, авторы работы [181] получили для показателя гидрозольного рассеяния

$$\sigma_{r}(\lambda) = c \left[a^{-2} + (\delta^{2} - 1)/(\delta^{2} + 1) \right],\\ \delta = (2\pi/\lambda) \bar{a} | n_{1} - n_{0} |.$$

Здесь ā— средний размер частиц взвеси; n₁ и n₀— показатели преломления частиц взвеси и океанской воды.

Измерив на разных глубинах в океане $\overline{\sigma_r}$ (λ , 45°) для двух длин волн $\lambda_1 = 436$ нм и $\lambda_2 = 546$ нм и полагая, что

$$\bar{\sigma}_{r}(\lambda_{1}, 45^{\circ})/\bar{\sigma}_{r}(\lambda_{2}, 45^{\circ}) = \bar{\sigma}_{r}(\lambda_{1})/\bar{\sigma}_{r}(\lambda_{2}),$$

из предыдущих формул легко найдем $|n_1 - n_0|$, если принять некоторые значения для \bar{a} . На рис. 3.10 мы приводим график величины $|n_1 - n_0|$, построенный в работе [181]. Измерения σ_r (45°) производились в океаническом желобе на двух станциях в Тихом океане. Для обеих станций (расстояние между ними было 210 км) вертикальный ход $|n_1 - n_0|$ оказался примерно одинаковым.

Изложенное позволяет рассматривать в качестве модели морской взвеси частицы с n = 1,02; 1,05 (0,05) 1,25. Можно считать, что первые два значения (1,02 и 1,05) относятся к биогенным частицам,

^{*} Авторы работы [156] указывают, что из-за поглощения максимум рассеяния на клетках смещается в длинноволновую сторону (см. рис. 6 в работе [156]). Это проявление аномальной дисперсии, отмеченной еще Р. Вудом.

а следующие четыре (1,10; 1,15; 1,20 и 1,25) — к терригенным. Что касается показателя поглощения, то для «мертвых» частиц принято считать k = 0. Конечно, это грубая модель. Мы уже отмечали в главе 2, что до 45 % желтого вещества адсорбировано на малых частицах взвеси (см. рис. 5.5). Это означает, что этим частицам (любого происхождения) надо приписывать $k \neq 0$. Точное значение k «мертвых» частиц, однако, неизвестно.

В последние годы большой интерес возник к оптическим константам нефти. Нефть вначале попадает в море в виде пленки, которая затем рвется на отдельные агрегаты. Данные для УФ,



Рис. 3.10. Разность между показателем преломления частиц взвеси (n₁) и океанской воды (n₀) для разных глубин для двух станций вблизи побережья Эквадора.

видимой и ИК областей приведены в работе [24]. В УФ части спектра почти все нефти сильно поглощают. При переходе к видимой области k резко уменьшается и принимает значение порядка 10^{-3} . Показатель преломления изменяется значительно меньше — от 1,57—1,67 до 1,48—1,52. Типичный спектральный ход $n(\lambda)$ и $k(\lambda)$ приведен на рис. 3.8.

В ИК области 2,5—25 мкм нефти имеют две сильные полосы поглощения — интенсивную в интервале 3,3—3,6 мкм и менее интенсивную при 6,7—7,1 мкм и полосы средней интенсивности в области 11,1—16,7 мкм. При сравнении с морской водой выявляются два обстоятельства: 1) коэффициент преломления нфети *n* во всем рассматриваемом диапазоне практически постоянен ~1,55; 2) две первые, наиболее сильные полосы поглощения нефти близки к полосам поглощения воды (у воды центры сильных полос лежат при 3,2 и 6,1 мкм). Простое объяснение этого обстоятельства дано в работе [24]. Дело в том, что области сильного поглощения — это области собственных частот колебания молекул v. Колебательная частота молекул v определяется формулой

$$v = [1/(2\pi c)] \sqrt{f/\mu},$$
 (3.18)

где f — силовая постоянная связи; µ — приведенная масса.

Известно, что силовые постоянные различных связей в молекулах изменяются сравнительно мало. Поэтому собственные частоты молекул в основном определяются приведенной массой µ

$$\mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2), \qquad (3.19)$$

где m_1 , m_2 — массы частиц, участвующих в колебательной связи. В воде речь идет о колебаниях связи ОН, а в нефтях — связи СН. В обоих случаях, поскольку $m_1 \ll m_2$, приведенная масса $\mu \approx m_1$, т. е. в обоих случаях атом водорода колеблется вокруг более тяжелого атома (кислорода или углерода). Поэтому собственные частоты нефти и воды оказываются близкими *.

Добавим в заключение, что в верхних слоях воды содержится некоторое количество пузырьков. С пузырьками дело обстоит очень просто. Абсолютные показатели преломления воздуха практически равны единице, поэтому для пузырьков относительные показатели будут

$$m_{nva} = n/(n^2 + k^2) + ik/(n^2 + k^2), \qquad (3.20)$$

где *n* и *k* — оптические константы чистой морской воды.

3.4. ТЕОРИЯ МОЛЕКУЛЯРНОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА ОКЕАНСКОЙ ВОДОЙ

3.4.1. РАССЕЯНИЕ НА ФЛЮКТУАЦИЯХ ПЛОТНОСТИ И ТЕМПЕРАТУРЫ

В противоположность поглощению молекулярное рассеяние света морской водой может быть рассчитано теоретически. Более того, этот расчет может быть сделан на основе классической электродинамики и термодинамики. Причиной рассеяния является оптическая неоднородность тела, возникающаз из-за теплового движения молекул. Если молекулы изотропны, флюктуации показателя преломления вещества *n* будут вызваны местными флюктуациями плотности и температуры тела; если они (как в случае молекулы воды) анизотропны, к ним добавляется еще флюктуация ориентаций. В растворах дополнительной причиной флюктуаций будут локальные флюктуации концентрации раствора.

Идея о флюктуациях как о причине светорассеяния была впервые высказана М. Смолуховским, который предложил ее для объяснения явления критической опаленсценции. В каждом элементе объема флюктуации считаются случайными и независимыми друг от друга. Эта идея легла в основу количественной теории рассеяния света, развитой А. Эйнштейном. Эйнштейн нашел формулу для показателя рассеяния $\sigma(\gamma)$ как чистой жидкости, так и раствора [128]. Учет флюктуаций ориентации молекул был сделан Ж. Кабанном [135], который ввел некоторую поправку к формуле А. Эйнштейна.

^{*} Поэтому же длины волн, при которых лежат минимумы поглощения тяжелой и обычной воды, относятся друг к другу, как √2 (см. подраздел 2.1.1).

Рассмотрим вначале рассеяние света в чистой воде, вызванное флюктуациями плотности и температуры. Выделим в освещенном объеме V малый элемент объема v. Пусть в результате флюктуаций диэлектрическая проницаемость є в элементе v отклонилась на $\Delta \varepsilon$ от своего среднего значения ε_0 . Предположим, что элемент v имеет форму сферы радиуса a и что $a \gg \lambda$, так что рассеяние света элементом v проихсодит по формуле Релея для малых частиц (см. главу 4). С другой стороны, будем полагать, что $a \ll$ размера молекул, так что свойства v могут быть описаны феноменологически. Напомним, что шар, помещенный в постоянном поле E_0 , приобретает в нем дипольный момент

$$\mathbf{P} = [a^3 \Delta \varepsilon / (\Delta \varepsilon + 3\varepsilon_0)] \mathbf{E}_0 \approx [a^3 / (3\varepsilon_0)] \Delta \varepsilon \mathbf{E}_0^{-1}$$

В электрическом поле световой волны $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i(\omega t - kr)}$ это приведет к возникновению дополнительного дипольного момента

$$\Delta \mathbf{P} = (\Delta \varepsilon / 4\pi) (\upsilon / \varepsilon_0) \mathbf{E}_0 e^{i (\omega t - \mathbf{kr})}.$$

Полагая, что точка наблюдения *М* находится в волновой зоне на расстоянии *r* от центра диполя, для вторичного поля в ней найдем (см. [90, с. 82])

$$\Delta \mathbf{E}' = [(\Delta \ddot{\mathbf{P}}, \mathbf{R}_0) \mathbf{R}_0 - \Delta \ddot{\mathbf{P}}]/(c^2 r \varepsilon_0),$$

причем сюда нужно подставлять дипольный момент не в рассматриваемый момент t, а в момент t' = $t - r/c_a$ (учет запаздывания). Здесь c_a — скорость света в веществе, \mathbf{R}_0 — единичный вектор из центра диполя в точку наблюдения. Замечая, что $\Delta \vec{\mathbf{P}} = -\omega^2 \Delta \mathbf{P}$, получим ($c_a^2 e_0 = c^2$)

$$\Delta \mathbf{E}' = -\left[\omega^2 v/(c^2 r)\right] \left[(\mathbf{E}_0, \mathbf{R}_0) \mathbf{R}_0 - \mathbf{E}_0 \right] \left(\Delta \varepsilon / 4\pi \right) e^{i (\omega t - \mathbf{k} r)}$$

Введем в точке M сферическую систему координат (r, θ , φ). Проекции выражения, стоящего в квадратных скобках, на сферическую ось φ будет sin φ (см. [90]). Это означает, что амплитуда φ — составляющей вторичной волны, созданной элементом v, будет

$$A = \left[\pi \Delta \varepsilon / (\lambda_0^2 r)\right] v E_0 \sin \varphi.$$

Для интенсивности света, рассеянного под углом γ , $I(\gamma)$ найдем

$$I(\gamma) = I_0 \left[\pi^2 \Delta \varepsilon^2 / (\lambda_0^4 r^2) \right] v^2 \sin^2 \varphi.$$
 (3.21)

Пусть освещенная область V состоит из N одинаковых элементов v (V = Nv). Полагая, что разные элементы, содержащиеся в области V, рассеивают свет некогерентно, т. е. что отсутствует корреляция между флюктуациями ε в разных элементах, мы для полной интенсивности рассеянного света (складывая интенсивности, а не поля!), найдем

$$I(\gamma) = I_0 \left[\pi^2 / (\lambda_0^4 r^2) \right] V \overline{\Delta \varepsilon^2} v \sin^2 \varphi.$$
 (3.22)

Наблюдаемая интенсивность есть результат усреднения (3.22) за промежуток времени наблюдения. Подчеркнем, что в формулах (3.21)—(3.22) для рассеянного поля и интенсивности стоит длина волны в пустоте λ_0 , а не длина волны в веществе λ . Формула (3.22) описывает рассеяние линейно поляризованной волны. Чтобы получить формулу для рассеяния естественного света, нужно, как обычно, заменить sin² φ на (1 + cos² γ)/2 (см. [90, с. 84]). Вспомним далее, что показатель рассеяния в данном направлении $\sigma(\gamma)^*$ определяется формулой (см. табл. 1.1)

$$\sigma(\mathbf{y}) = I(\mathbf{y}) r^2 / (I_0 V).$$

Теперь окончательно найдем

$$\sigma(\gamma) = \sigma(90^\circ)(1 + \cos^2 \gamma);$$

$$\sigma(90^\circ) = \left[\pi^2/(2\lambda_0^4)\right] v \overline{\Delta \varepsilon^2}.$$
(3.23)

Формулами (3.23) заканчивается «электродинамическая» часть вывода.

Получим теперь выражение для $v\Delta\epsilon^2$. В чистой жидкости $\epsilon = f(\rho, T)$ и флюктуации ϵ , входящей в формулу (3.23), можно выразить через флюктуации плотности и температуры:

$$\Delta \varepsilon = (\partial \varepsilon / \partial \rho)_T \, \Delta \rho + (\partial \varepsilon / \partial T)_{\rho} \, \Delta T.$$

Плотность и температура тела — независимые термодинамические переменные. Поэтому и флюктуации их независимы. Это означает, что $\overline{\Delta \rho \Delta T} = 0$ и

$$\overline{\Delta\varepsilon^2} = (\partial\varepsilon/\partial\rho)_T^2 \,\overline{\Delta\rho^2} + (\partial\varepsilon/\partial T)_{\rho}^2 \,\overline{\Delta T^2}. \tag{3.24}$$

Для флюктуации плотности $\overline{\Delta \rho^2}$ и температуры $\overline{\Delta T^2}$ малого объема *v* в термодинамике выводятся следующие формулы (см. [19, с. 66]; [84, с. 437]):

$$v (\overline{\Delta \rho}^2 / \rho^2) = kT \beta_T; v (\overline{\Delta T}^2 / T^2) = kT \beta_T (\gamma - 1) / (\alpha^2 T^2).$$
(3.25)

Здесь $\beta_T = -[(1/v)(\partial v/\partial p)]_T$ — коэффициент изотермической сжимаемости; $\gamma = c_p/c_v$ — отношение теплоемкостей и $\alpha = [(1/v) \times (\partial v/\partial T)]_p$ — коэффициент теплового расширения тела**. Таким образом, имеем

$$v\overline{\Delta\varepsilon^2} = kT\beta_T \left[(\rho \,\partial\varepsilon/\partial\rho)_T^2 + (\gamma - 1) \left[(1/\alpha) (\partial\varepsilon/\partial T) \right]_\rho^2 \right]. \tag{3.25'}$$

Второе слагаемое в последней формуле описывает отклонение в, вызванное локальными флюктуациями температуры при постоян-

6 Заказ № 244

^{*} В оптике (см. [19, 84]) величина σ(γ) обычно обозначается R(γ) и называется коэффициентом рассеяния жидкости.

^{**} Ясно, что при уменьшении объема v относительные флюктуации плотности и температуры в нем должны возрастать. Из формул (3.25) вытекает, что это происходит по закону $v^{-1/2}$.

ной плотности вещества р. Практически для всех жидкостей оно значительно меньше первого, и им обычно пренебрегают. Точное значение допускаемой при этом ошибки разными авторами оцени-. вается по-разному. Так, по оценке в работе [84, с. 44] второй член составляет 1,6 % от первого, по данным работы [19, с. 66] его доля не превосходит 0,5 %. По-видимому, с ошибкой, не превосходящей 2 %, окончательные формулы для рассеяния линейно поляризованного или естественного света будут

$$\sigma(\gamma) = (\pi^2/\lambda_0^4) kT \beta_T (\rho \, \partial e/\partial \rho)_T^2 \sin^2 \varphi; \sigma(\gamma) = (\pi^2/\lambda_0^4) kT \beta_T (\rho \, \partial e/\partial \rho)_T^2 (1 + \cos^2 \gamma)/2.$$
(3.26)

Для расчета $\sigma(\gamma)$ по формуле (3.26) нужно знать входящие в нее величины: коэффициент изотермической сжимаемости β_T и $(\rho \partial \varepsilon / \partial \rho)_T$. Для определения β_T обычно используют адиабатическую сжимаемость β_s , которую легко определяют через скорость «адиабатического» звука *C* [28] и отношение удельных теплоемкостей γ . Величины β_T , β_s , *C* и γ связаны формулами

$$C = \sqrt{1/(\beta_S \rho)^*}; \quad \beta_S = 1/(\rho C^2);$$

$$\beta_T / \beta_S = c_p / c_v = \gamma.$$

Для жидкостей (в отличие от газов) отношение удельных теплоемкостей γ близко к единице. Точные значения β_T для морской воды были недавно определены в работе [137]. При солености $S = 36 \%_0$, $T = 20 \ {}^{\circ}$ С н *p*, равном 0, $2 \cdot 10^7$ н 10⁸ Па, $10^{11}\beta_T$ будет равно 42,60; 40,59; 37,82 Па⁻¹. Более подробные данные о коэффициенте β_T приведены в работах [28, гл. 17; 34].

Главную проблему представляет определение второй величины $(\rho \partial \varepsilon / \partial \rho)_T = (2n\rho \partial n / \partial \rho)_T$. Самое простое было бы находить $(\partial n / \partial \rho)_T$ из опытных данных, но прямые измерения $n = f(\rho)$ очень трудны, подобные данные фактически отсутствуют. Выход состоит в том, чтобы использовать какую-либо теоретическую связь между n и ρ . Именно этот путь и избрал Эйнштейн в работе [128]. Он воспользовался соотношением Лорентц — Лоренца

$$[(\varepsilon - 1)/(\varepsilon + 2)] (1/\rho) = [(n^2 - 1)/(n^2 + 2)] (1/\rho) = \text{const.}$$
(3.27)

Из формулы (3.27) легко найдем, что

$$(\rho \,\partial \varepsilon /\partial \rho)_T = (n^2 - 1) \,(n^2 + 2)/3.$$
 (3.28)

Формула (3.28) при подстановке в (3.26) дает σ (90°) = $[\pi^2/(18\lambda_0^4)] (n^2 - 1)^2 (n^2 + 2)^2 \beta_T kT.$ (3.29)

Оказалось, однако, что значения σ(90°), вычисленные по формуле (3.29), заметно превосходят данные прямых измерений [19,

^{*} При обычных звуках и ультразвуках сжатия происходят адиабатически, при очень низких звуках — изотермически, и тогда в формуле для C должно стоять не β_s , а β_T .

84]. Поэтому некоторые авторы вместо формулы (3.27) предложили использовать формулу Лапласа — Максвелла.

$$(\varepsilon - 1)/\rho = (n^2 - 1)/\rho = \text{const},$$
 (3.30)

которая дает для

$$(\rho \,\partial \varepsilon / \partial \rho)_T = n^2 - 1. \tag{3.31}$$

При подстановке выражения (3.31) в (3.26) найдем $\sigma (90^{\circ}) = [\pi^{2}/(2\lambda_{0}^{4})] (n^{2} - 1)^{2} \beta_{T} kT.$ (3.32)

Формула (3.32), в частности, была рекомендована в первом издании монографии Ерлова [25, с. 40]. Она отличается от формулы (3.29) множителем $\eta = (n^2 + 2)^2/9$. Для морской воды в видимой области величина $\eta \approx 1,6$, т. е. значения $\sigma(\gamma)$, определенные по формуле (3.32), на 60 % меньше, чем по формуле (3.29). Сравнение с данными измерений показывает, что формула (3.32) также неудовлетворительна — в противоположность (3.29) она приводит к сильно заниженным значениям. Анализ этого вопроса был проведен М. Ф. Вуксом [19], который провел измерения с большим числом различных жидкостей. Он рекомендует следующую полуэмпирическую формулу:

$$(\rho \,\partial \varepsilon / \partial \rho)_T = (n^2 - 1) \cdot 3n^2 / (2n^2 + 1) = \varphi(n). \tag{3.33}$$

которая приводит к значениям, промежуточным между формулами (3.29) и (3.32). Подставляя в соотношение (3.26), окончательно получим

$$\sigma(\gamma) = \pi^2 \varphi^2(n) \beta_T kT \left(1 + \cos^2 \gamma\right) / 2\lambda_0^4. \tag{3.34}$$

Применение полуэмпирической формулы (3.33) — не единственный способ расчета σ(90°). Если использовать термодинамическое соотношение

$$(\rho \,\partial \varepsilon / \partial \rho)_T = (\rho \,\partial \rho / \partial T)_T (\partial \varepsilon / \partial \rho)_T = (1/\beta_T) (2n \,\partial n / \partial \rho)_T,$$

то можно вместо $\partial \varepsilon / \partial \rho$ подставить в (3.26) $\partial n / \partial \rho$. Измерять же пьезооптический коэффициент жидкости — $[(1/n) (\partial n / \partial \rho)]_T$ несложно, и здесь есть значительное количество данных. Таким образом, приходим к формуле

$$\sigma \left(90^{\circ}\right) = \left[\pi^2 / (2\lambda_0^4)\right] (1/\beta_T) (2n \,\partial n/\partial p)_T^2 kT. \qquad (3.35)$$

Эту формулу удобно использовать для расчета σ чистой воды. При этом необходимы прямые экспериментальные данные о β_T , *n* и $\partial n/\partial p$.

Отметим теперь несколько важных обстоятельств, связанных с формулами (3.34) и (3.35).

1. Часто утверждают, что спектральная зависимость молекулярного рассеяния определяется множителем λ^{-4} . Это не точно. В действительности спектральный ход $\sigma(\lambda)$ зависит от множителя $\varphi^2(n)/\lambda^4$. Используя данные об *n* из табл. 3.8, нетрудно показать,

83

что при увеличении λ от 360 до 800 нм величина $\varphi^2(n)$ уменьшается на 13 %. Учет этого обстоятельства может быть сделан, если принять, что $\sigma \sim \lambda^{-r}$, где *r* равно не 4, а 4,17. А. Морель в работе [164] рекомендует r = 4,32. Однако прямой расчет по экспериментальным значениям $\sigma(\lambda)$, которые он приводит для морской воды, дает r = 4,22 (для чистой воды по его данным r = 4,32). Значения σ других авторов показывают, что *r* изменяется от 4,05 до 4,35 и зависит от рассматриваемого спектрального интервала.

2. Остановимся на физическом смысле формулы (3.26). Плотность $\rho = Nm$, где N — число молекул в единице объема, m — масса молекулы. Флюктуации плотности вызваны флюктуациями N. Таким образом, $(\rho \partial \epsilon / \partial \rho)^2 = N^2 (\partial \epsilon / \partial N)^2$.

Формула (3.26) получена из общих термодинамических соображений и применима таким образом к любым телам — газообразным, жидким, твердым. Самая простая ситуация в газах. Рассмотрим именно этот случай. Здесь диэлектрическая проницаемость є связана с дипольным моментом молекулы χ простой формулой $\varepsilon = 1 + 4\pi\chi N = 1 + 4\pi\mu$, $\mu = \chi N$ — дипольный момент единицы объема. Так как $\partial\varepsilon/\partial N = 4\pi\chi$, то для $\sigma(\gamma)$ найдем

$$\sigma(\mathbf{y}) = NkT\beta_T N\chi^2 (2\pi/\lambda_0)^4 (1 + \cos^2 \mathbf{y})/2.$$

Естественно считать, что при тепловом движении величина χ не флюктуирует. Заметим также, что $\overline{\Delta N^2} = N$. Тогда найдем, что

$$\overline{\Delta\mu^2} = \overline{\Delta(N\chi)^2} = N\chi^2.$$

Таким образом, получим

$$\sigma(\mathbf{\gamma}) = N k T \beta_T \overline{\Delta \mu^2} (2\pi/\lambda_0)^4 (1 + \cos^2 \mathbf{\gamma})/2.$$

Для газов величина NkT равна давлению p, объем $\lambda \sim T/p$ и $\beta_T = -[(1/v)(\partial v/\partial p)]_T = 1/p$. Таким образом имеем просто

$$\sigma(\mathbf{\gamma}) = \overline{\Delta \mu^2} \left(\frac{\omega^2}{c^2} \right)^2 (1 + \cos^2 \mathbf{\gamma})/2.$$

Следовательно, для газов показатель $\sigma(\gamma)$ равен просто флюктуации μ , связанной с флюктуацией N, и квадрату величины ω^2/c^2 $(2\pi/\lambda_0 = \omega/c)$, определяющей амплитуду электромагнитного поля, создаваемого колеблющимся диполем. Множитель $(1 + \cos^2 \gamma)/2$ определяет угловую структуру света, рассеянного диполем, при облучении его естественным световым пучком.

3. Молекулярное рассеяние воды аномально мало по сравнению с другими жидкостями (см. [19]). Это вызвано ее очень малым коэффициентом изотермической сжимаемости β_{T} и сравнительно небольшим коэффициентом преломления *n*. Это одна из аномалий воды, связанных с ее плотной молекулярной структурой.

3.4.2. ВЛИЯНИЕ ФЛЮКТУАЦИИ ОРИЕНТАЦИИ

Рассмотрим теперь влияние флюктуаций ориентации молекул воды. Обозначим доли интенсивности света, рассеянного перпендикулярно и параллельно плоскости рассеяния, через i_1 и i_2 соответственно. Для характеристики поляризации света при рассеянии вводят либо степень поляризации рассеянного света

 $p(y) = [i_1(y) - i_2(y)]/[i_1(y) + i_2(y)], \qquad (3.36)$

либо фактор деполяризации, или коэффициент деполяризации Кабанна [135]

$$\Delta = i_2 (90^\circ) / i_1 (90^\circ). \tag{3.37}$$

Очевидно, что

 $p(90^{\circ}) = (1 - \Delta)/(1 + \Delta).$

При рассеянии естественного света малой изотропной сферой (релеевское рассеяние), например, имеем (см. [90, с. 85]): $i_1 = 1$, $i_2 = \cos^2 \gamma$. Отсюда $p_{\text{рел}} = \sin^2 \gamma / (1 + \cos^2 \gamma)$. При $\gamma = 90^\circ p = 1$ и $\Delta = 0$, т. е. рассеянный свет полностью поляризован.

Уже первые опыты по молекулярному рассеянию света в газах показали, что в действительности Δ ≠ 0, т. е. что свет, рассеянный под углом $\gamma = 90^\circ$, поляризован не полностью. Поскольку речь шла о газах, причину этого следовало искать в анизотропии молекул. Если моделировать молекулы эллипсоидами, то для них $\Delta \neq 0$ и по наблюдаемой величине Δ можно подобрать отношение осей эллипсоида. Анизотропия молекул должна приводить не только к деполяризации рассеянного пучка, но и к увеличению полного количества рассеянного света, так как к рассеянию на флюктуациях плотности (концентрации) добавляется рассеяние на флюктуациях ориентаций. Измерения в жидкостях также показали, что $\Delta \neq 0$. В частности, для чистой воды при T = 20 °С для $\lambda = 436$ нм величина Δ близка к 0,09 [84]. Теория рассеяния в жидкостях из анизотропных молекул была развита в работе [135]. Хотя промежуточные выкладки довольно громоздки и мы не будем их излагать, окончательные формулы просты. Приведем их по [19, 84]:

$$\sigma_{1} (90^{\circ}) = \sigma (90^{\circ}) (6 + 6\Delta)/(6 - 7\Delta);$$

$$\sigma_{1} (\gamma) = \sigma_{1} (90^{\circ}) [1 + p_{1} (90^{\circ}) \cos^{2} \gamma].$$
(3.38)

Здесь $\sigma(\gamma)$ — «изотропный» показатель рассеяния [по формуле (3.26)]; $\sigma_1(\gamma)$ — с учетом анизотропии молекул. Полный показатель рассеяния σ_1 , индикатриса рассеяния $x_1(\gamma)$ и степень поляризации $\rho_1(\gamma)$ теперь будут

$$\sigma_{1} = 2\pi \int_{0}^{n} \sigma_{1}(\gamma) \sin \gamma \, d\gamma = \sigma \eta, \quad \eta = (6 + 9\Delta)/(6 - \Delta) \approx 1 + {\binom{5}{3}} \Delta;$$

$$x_{1}(\gamma) = x_{pen}(\gamma) f(\gamma, \Delta),$$

$$f(\gamma, \Delta) = \left(\frac{1 + \Delta}{1 - {\binom{7}{6}} \Delta}\right) \left(\frac{1 - {\binom{1}{6}} \Delta}{1 + {\binom{3}{2}} \Delta}\right) \left(\frac{1 + p_{1}(90^{\circ})\cos^{2}\gamma}{1 + \cos^{2}\gamma}\right) \approx$$

$$\approx (1 + \Delta/2) \left(\frac{1 + p_{1}(90^{\circ})\cos^{2}\gamma}{1 + \cos^{2}\gamma}\right); \quad (3.39)$$

$$p_{1}(\gamma) = \frac{p_{1}(90^{\circ})\sin^{2}\gamma}{1 + p_{1}(90^{\circ})\cos^{2}\gamma} = p_{pen}(\gamma) \varphi(\gamma, \Delta),$$

$$\varphi(\gamma, \Delta) = p_{1}(90^{\circ}) \frac{1 + \cos^{2}\gamma}{1 + p_{1}(90^{\circ})\cos^{2}\gamma}.$$

85

Таким образом, учет анизотропии молекул и связанных с ней флюктуаций ориентации приводит: 1) к увеличению полного рассеяния на величину η ; 2) к изменению формы индикатрисы рассеяния на множитель $f(\gamma, \Delta)$; 3) к уменьшению степени поляризации рассеянного света на множитель $\varphi(\gamma, \Delta)$.



Рис. 3.11. Поправка на анизотропию молекул воды для индикатрисы рассеяния $f(\gamma)$ и для степени поляризации рассеянного света $\phi(\gamma)$.

Для чистой океанской воды, полагая $\Delta = 0,09$, найдем: $\eta = 1,15$, $p_1(90^\circ) = 0,835$ и $f(0^\circ)/f(90^\circ) = 0,92$. Это означает, что из-за анизотропии молекул: 1) общее рассеяние возрастает примерно на 15%; 2) индикатриса рассеяния несколько менее вытянута, чем

Таблица 3.10

влияние	анизотропии	молекул	воды	HA	индикатрису
	И СТЕПЕ	нь поляр	ИЗАЦИ	И	

y° _	f (y) + 10	φ (γ) • 10	γ°	f (y) + 10	φ(γ) · 10
0	9,70	9,10	50	10, 1	8,77
10	9,71	9,09	60	10, 2	8,63
20	9,75	9,05	70	10, 4	8;50
30	9,82	8,98	80	10, 5	8,39
40	9,92	8,89	90	10, 6	8,35

релеевская, — например, вперед на 8 %; 3) для всех углов рассеяния γ степень поляризации рассеянного света меньше, чем релеевская, например для $\gamma = 90^{\circ}$ на 16,5 %. В табл. 3.10 приведены значения функций $f(\gamma)$ и $\phi(\gamma)$ для $\Delta = 0,09$. Графики этих функций даны на рис. 3.11.

3.4.3. ВЛИЯНИЕ РАСТВОРЕННЫХ ВЕЩЕСТВ

До сих пор мы занимались только рассеянием света чистой водой. Обратимся теперь к чистой морской воде, т. е. учтем растворенные неорганические соли. Их влияние двояко: во-первых, они изменяют коэффициент преломления, плотность и β_T воды. Это может быть учтено путем замены в формуле (3.26) значения этих величин для чистой воды их значениями для соленой воды. Это влияние средней (равномерной) концентрации солей. Но, кроме того, есть второй эффект — флюктуации концентрации солей. Эти флюктуации происходят независимо от двух рассмотренных ранее флюктуаций и должны просто добавляться к ним. Этот эффект был также изучен в работе [128]. Ограничимся для простоты двухкомпонентным раствором, что, как известно, хорошо описывает реальную морскую воду (см. главу 2). Пусть концентрация растворенного вещества будет с (в граммах в кубическом сантиметре). Возвращаясь к формуле (3.24) для $\overline{\Delta e^2}$, получим теперь

$$\overline{\Delta \varepsilon^2} = (\partial \varepsilon / \partial \rho)_{T, c}^2 \overline{\Delta \rho^2} + (\partial \varepsilon / \partial T)_{\rho, c}^2 \overline{\Delta T^2} + (\partial \varepsilon / \partial c)_{T, \rho}^2 \overline{\Delta c^2}.$$
(3.40)

Таким образом в растворах флюктуация $\Delta \varepsilon$ есть сумма плотностного, температурного и концентрационного слагаемых. Как и в случае однородных жидкостей, членом с $\overline{\Delta T^2}$ пренебрегают, а первый член определяют по формулам (3.33) или (3.35) (используя значения характеристик не чистой воды, а раствора). Что касается третьего слагаемого, то аналогично формулам (3.25) для флюктуации концентрации раствора $\overline{\Delta c^2}$ в малом объеме υ в термодинамике выводится формула (см. [84, с. 438])

$$v \overline{\Delta c^2}/c^2 = kT/[c (\partial p/\partial T)_{T,\rho}]. \tag{3.41}$$

Здесь p — осмотическое давление растворенного вещества (см. [28], § 19.2]). Для слабого раствора, каким является океанская вода, осмотическое давление p определяется формулой Вант-Гофа для идеальных растворов

$$p = v (c/\mu) N_A kT. \qquad (3.42)$$

Здесь v — коэффициент диссоциации растворенного вещества; µ — его молекулярная масса; N_A — число Авогадро.

В соответствии с формулой (3.40) для о_к — дополнительной части показателя рассеяния, связанного с флюктуациями концентрации, найдем

$$\sigma_{\kappa}(90^{\circ}) = H(\mu/\nu) c; \quad H = (2\pi^2/\lambda_0^4) (n^2/N_A) (\partial n/\partial c)_{p, T}^2 . \quad (3.43)$$

* В работе [110] N_A указан в числителе. Это опечатка.

Основные ионы в морской воде Cl⁻, Na⁺ — изотропны. Флюктуации концентрации, следовательно, должны были бы приводить к «изотропной» формуле для $\sigma_{\kappa}(\gamma)$ и σ_{κ}

$$\sigma_{\kappa}(\gamma) = \sigma_{\kappa}(90^{\circ}) \left(1 + \cos^{2}\gamma\right) \tag{3.44}$$

и соответственно

$$\sigma_{\kappa} = (16\pi/3) \sigma_{\kappa} (90^{\circ}). \tag{3.44'}$$

Соли, растворенные в воде, следовательно, должны были бы приводить к уменьшению коэффициента деполяризации Δ раствора в целом. Опыт подтверждает это уменьшение [168]. Однако оно происходит меньше, чем следует из простой аддитивности воды и солей. Оказывается, что изотропные ионы солей своим электростатическим полем поляризуют молекулы воды так, что комплексы из молекулы H₂O и изотропных ионов, возникающие в растворах, имеют анизотропию бо́льшую, чем чистые молекулы воды [174]. В целом можно принять, что поправка на анизотропию для раствора приводит к тому же множителю Кабанна, что и для чистой жидкости [см. формулу (3.38)]. Для полного показателя рассеяния раствора σ_2 , таким образом, найдем

$$\sigma_2 (90^\circ) = [\sigma_1 (90^\circ) + \sigma_\kappa (90^\circ)] (6 + 6\Delta^p) / (6 - 7\Delta^p), \qquad (3.45)$$

где Δ^p — коэффициент деполяризации раствора *.

Оценим теперь величины обоих эффектов растворения солей. Исследованием первого эффекта занимался Лоше [158]. Оказалось, что для морской воды множитель

$$F = (\beta_T / \beta_{T,0}) \left[(\rho n \partial n / \partial \rho) / (\rho_0 n_0 \partial n_0 / \partial \rho_0) \right]^2$$
(3.46)

близок к единице. Индексом «0» здесь отмечены величины, относящиеся к чистой воде. Происходит это потому, что с увеличением концентрации отношение $\beta_T/\beta_{T,0}$ уменьшается, а выражение, стоящее в квадратной скобке, примерно на столько же возрастает. Главное значение имеет второй, флюктуационный эффект. Из формул (3.45) и (3.43) следует, что отношение η полного показателя рассеяния раствора $\sigma_2(90^\circ)$ к показателю рассеяния чистой воды $\sigma_1(90^\circ)$ линейно растет с концентрацией раствора *с*

$$\eta = \sigma_2(90^\circ) / \sigma_1(90^\circ) = 1 + \alpha c. \tag{3.47}$$

По данным работы [164] для раствора NaCl в воде коэффициент $\alpha = 5.6$, для искусственной морской воды $\alpha = 6.9$, для есте-

^{*} Вообще говоря, он отличен от коэффициента Δ для чистой воды. Но в силу указанных выше противоположных эффектов суммарный эффект зависит от природы ионов. Так, для водного раствора хлористого магния, исследованного в работе [174], Δ^p больше Δ и линейно возрастает с концентрацией раствора (это влияние сильного поля ионов Mg²⁺). Для раствора NaCl в воде по данным работы [174] Δ^p и Δ совпадают. Поэтому при расчетах рассеяния чистой океанской водой обычно принимают $\Delta^p = \Delta = 0,09$. Мы так и поступим в разделе 3.5. Если в дальнейшем опыты подтвердят, что $\Delta^p \neq \Delta$, то в расчетах граздела 3.5 надо будет внести незначительное исправление — изменить только поправку Кабанна.

ственной $\alpha = 8,0$ (концентрация *с* здесь в граммах на грамм раствора). Из формулы (3.47) следует, например, что для естественной морской воды при $c = 3,5 \cdot 10^{-2}$ г/г $\eta = 1,28$, а для раствора NaCl с той же концентрацией $\eta = 1,20$. Это означает, что для раствора NaCl величина о будет на 20%, а для естественной морской воды на 28% больше, чем для чистой воды. Таким образом, для получения полного показателя рассеяния океанской воды мы должны о, определенные для чистой воды по формуле (3.38), умножить на величну η , определяемую формулой (3.47).

3.4.4. ТОНКАЯ СТРУКТУРА МОЛЕКУЛЯРНОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА

Измерения показывают, что при молекулярном рассеянии монохроматического света в рассеянном пучке появляются дополнительные линии. Это явление называется тонкой структурой молекулярного рассеяния света. Оно имеет важное значение для понимания механизма рассеяния света жидкостями. В последнее время тонкая структура стала находить применение в оптике океана. Остановимся кратко на физике явления.

Для простоты ограничимся здесь только картиной явления, связанной с флюктуациями плотности. Еще в первой работе [128] А. Эйнштейн представлял поле флюктуации плотности в теле в виде суперпозиции трехмерных волн плотности:

$$p(x, y, z) = \bar{p} + \Delta \rho(x, y, z);$$
$$\Delta \rho(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{q}} \Delta \rho_{\mathbf{q}} e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}}.$$

Волновой вектор q этих волн имеет составляющие q_x , q_y , q_z ; они принимают значения, соответствующие стоячим волнам, которые могут существовать внутри объема V. Рассеяние света на такой решетке из волн плотности очень похоже на рассеяние рентгеновских волн в кристаллах. Хорошо известно, что наблюдаемая картина рассеяния соответствует отражению от пространственной решетки плоскостей сгущений и максимумы рассеяния будут наблюдаться в направлениях, соответствующих условию Брегга — Вульфа:

$$2\Lambda \sin(\gamma/2) \stackrel{\cdot}{=} \lambda$$
.

Здесь Λ — длина волны плотности; λ — длина световой волны в жидкости; γ — угол рассеяния (рис. 3.12).

Известно, что стоячую волну можно рассматривать как совокупность двух прогрессивных волн одинаковой частоты, распространяющихся в противоположных направлениях. В соответствии с принципом Допплера при отражении света от движущихся со скоростью звука C волн плотности происходит изменение длины волны $\Delta\lambda$

$$\Delta \lambda / \lambda = \pm 2 \left(C n / c \right) \sin \left(\gamma / 2 \right). \tag{3.48}$$

В силу того, что речь идет о двух волнах, движущихся на нас и от нас, мы должны наблюдать дублет. Этот дублет называется

дублетом Мандельштама — Бриюллена (М—Б), которые теоретически предсказали его существование. Рассеяние света на тепловых волнах плотности экспериментально было обнаружено Е. Ф. Гросом. Для воды при 20 °С при наблюдении под углом рассеяния $\gamma = 90^\circ$ смещение линии дублета от центра оказалось равным $\Delta \lambda = 4,5 \cdot 10^{-3}$ нм для $\lambda = 435,8$ нм *.

Тщательные наблюдения, однако, показали, что в жидкостях, в отличие от кристаллов, рассеянный свет в действительности представляет собой триплет — наряду с дублетом М—Б наблюдается и центральная несмещенная релеевская линия. Появление



Рис. 3.12. Отражение света от решетки волн плотности.

центральной линии вызвано особенностями флюктуаций плотности в жидкости. В соответствии с «дырочной» теорией Я. И. Френкеля в жидкости происходят два типа флюктуаций плотности: адиабатические — они распространяются со скоростью звука и служат причиной дублета М—Б, и изобарические — они распространяются очень медленно и практически не дают допплеровского смещения. Эти изобарические флюктуации и приводят к центральной линии.

В 1934 г. Л. Ландау и Г. Плачек показали, что отношение интенсивностей центральной линии I_ц к общей интенсивности смещенных линий 2I_{м-в} равно

$$I_{\rm u}/(2I_{\rm M-B}) = (c_{\rm p} - c_{\rm v})/c_{\rm v} = \gamma - 1. \tag{3.49}$$

Для воды $\gamma = c_p/c_v = 1,01$. Это означает, что у воды центральная линия в 50 раз более слабая, чем линия дублета. Исследование тонкой структуры рассеяния водой было выполнено в работе [162]. Полученный ими спектр для T = 20 °C приведен на рис. 3.13. Центральная линия очень слаба. При уменьшении температуры величина γ для воды уменьшается и при 4 °C становится равной единице. В соответствии с (3.49) это означает, что при этом $I_u = 0$, т. е. центральная линия вообще исчезнет.

* Расчет по формуле (3.48) дает $\Delta \lambda = 4 \cdot 10^{-3}$ нм.

90

Тонкую структуру молекулярного рассеяния удобно использовать при лазерном зондировании для определения вертикальной структуры гидровзвеси в океане. Известно, что в методах лидарного зондирования мутных сред основную трудность представляет задача разделения вертикального профиля индикатрисы рассеяния назад и показателя ослабления. Поскольку индикатриса молекулярного рассеяния известна то, принимая рассеянный свет на линии дублета, мы получаем простой метод определения вертикального профиля $\varepsilon(z)$. Поскольку центральная линия и линия дублета очень близки, показатель $\varepsilon(z)$ для них одинаков. Для вертикаль-



Рис. 3.13. Тонкая структура молекулярного рассеяния света водой при 20 °С.

ного профиля показателя ослабления $\varepsilon(z)$ легко найдем: $\varepsilon(z) = -(1/2) [d \ln F(z)/dz]$. Здесь F(z) равна $I(z)z^2$, где I(z) или I(t) — зависимость интенсивности возвращенного сигнала от дальности зондирования z (или от времени t, t = 2z/c). Полагая скорость звука $c \approx 1.5 \cdot 10^3$ м/с для смещения $\Delta\lambda/\lambda$ при рассеянии назад, найдем: $|\Delta\lambda/\lambda| = n \cdot 10^{-5}$. Для реализации метода нужно сместить приемник излучения на $\Delta\lambda$ и закрыть центральную линию.

Рассеяние света на частицах гидрозоля в океанской воде происходит без изменения частоты, т.е. увеличивает интенсивность центральной линии. Поэтому, измеряя соотношение (3.49) для реальной морской воды, можно прямо определять соотношение между гидрозольным и молекулярным рассеянием в океане. Н. Ерлов отмечает [25], это этот метод был успешно испытан на пробах морской воды, однако измерений в море с ним не описано.

Добавим в заключение, что изучение тонкой структуры молекулярного рассеяния света стало в последние годы мощным средством изучения строения жидкости. Целый ряд интересных подробностей можно найти в монографиях И. Л. Фабелинского [84] и М. Ф. Вукса [19].

3.5. ДАННЫЕ О МОЛЕКУЛЯРНОМ РАССЕЯНИИ СВЕТА ОКЕАНСКОЙ ВОДОЙ

3.5.1. ЭМПИРИЧЕСКАЯ ФОРМУЛА ДЛЯ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ СВЕТА ОКЕАНСКОЙ ВОДОЙ

Теория, развитая в разделе 3.4, была использована рядом авторов для расчета показателя молекулярного рассеяния света морской водой. Результаты этих расчетов приведены в работах [25, 28, 110, 164]. В этих работах молекулярное рассеяние света рассматривалось как малая часть общего рассеяния, и поэтому его изменчивость не учитывалась. В действительности вклад молекулярного рассеяния в средние и большие углы значителен. Поэтому в работах [112, 113] была предпринята попытка рассчитать показатель σ_M (γ) для всего диапазона условий, в которых морская вода находится в океане. Остановимся кратко на этих расчетах.

Основная трудность состояла в том, что для определения $\sigma_{\rm M}(\gamma)$ по формуле (3.45) необходимо иметь значения $n(\lambda)$ и в особенности производные от $n(\lambda)$ по p, S, T равномерно во всем исследуемом диапазоне. Определение $n(\lambda)$, вообще говоря, является предметом эксперимента. Хотя к настоящему времени подобных измерений выполнено довольно много [28, 74, 142] и ряд значений n определены с высокой точностью, имеющихся данных недостаточно. Если рассматривать показатель преломления n в видимой области как функцию p, S и T, то в особенности мало данных по зависимости n от давления p, т. е. от глубины z. Небольшое число данных имеется в работах [28] и [142]. Поэтому, используя имеющиеся публикации, методом наименьших квадратов в работе [113] построена эмпирическая формула, которая равномерно представляет n в зависимости от четырех аргументов: волнового числа $\widetilde{\gamma} = 1/\lambda^*$, p, S и T во всем диапазоне изменения этих величин, встре-

 $v = 1/\lambda^2$, *p*, S и *T* во всем диапазоне изменения этих величин, встречающемся в океане. Диапазон изменения аргументов и приращение Δn по каждому аргументу указаны в табл. 3.11.

В табл. 3.11 указаны интервал изменения текущего аргумента и значения, при которых закреплены остальные аргументы внутри

$\tilde{v}_{MKM^{-1}}$	i/0,76—1/0,40 1	1/0,6328 11000	1/0,5876 1	1/0,6563
S º/00	0	35	0—40	0
<i>t</i> °C	20	15	15	040
$\Delta n \cdot 10^4$	130	140	75	-33

Таблица 3.11 ИЗМЕНЧИВОСТЬ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

92

^{*} Использование ν, а не λ связано с тем, что видимый диапазон — это область нормальной дисперсии воды, в которой хорошо работают формулы типа Коши—Зельмейера [8].

четырехмерного параллелепипеда W. Полная вариация n равна $\delta n = n(1/0,40; 1100; 40; 0) - (1/0,76; 1; 0; 40) = 300 \cdot 10^{-4}$. В области W имеется множество лакун, где значения n неизвестны. Использование в этих пустых промежутках линейной, или квадратичной интерполяции при учете четырехмерности W громоздко и не обеспечивает необходимой точности. Особенно плохо обстоит дело вблизи границ области W.

Для газов при изучении зависимости n от термодинамических переменных (p, T) обычно используют тот факт, что величина $R = [(n^2 - 1)/(n^2 + 2)](1/\rho)$, называемая удельной рефракцией $(\rho - плотность среды)$, является постоянной. Это утверждение называют законом Лорентц — Лоренца [см. (3.27)]. С точностью до постоянного множителя величина R пропорциональна поляризуемости отдельной молекулы [8]. Независимость R от p и T просто означает, что поляризуемость отдельных молекул не зависит от давления и температуры (разумеется, поляризуемость и рефракция зависят от \tilde{v}). Таким образом, для газов с некоторым приближением можно считать n функцией только двух переменных n =

 $= n(v, \rho),$ где $\rho = \rho(\rho, T).$

Эта ситуация в общем сохраняется и для жидкостей, однако точность, с какой R для них постоянна, заметно меньше, чем для газов. Еще хуже, разумеется, дело обстоит в том случае, когда речь идет не о чистых жидкостях, а о растворах, каким является морская вода. Если сравнить относительную изменчивость удельной рефракции R с изменчивостью n при изменении p, S и T в области W, то оказывается, что по р и T использование R имеет некоторое преимущество $[\Delta R/R \approx (1/4) (\Delta n/n)]$, но по солености S изменчивость R заметно больше, чем n. Поэтому в работе [113] эмпирическая формула для n = n(v, p, S, T) подбиралась прямо по всем четырем переменным. Точность, какую должна иметь формула для n = n(v, p, S, T), определяется необходимостью расчета производных. Известно, что производная $\Delta y/\Delta x$ весьма чувствительна к ошибкам функции у. Оценка показывает, что для обеспечения необходимой точности расчета $\sigma_{M}(y)$ необходимо знать функцию n(v, p, S, T) с погрешностью не более чем $3 \cdot 10^{-4}$. Эта точность, вообще говоря, невелика. Она составляет всего 1 % полной вариации n в области W. Однако она должна быть обеспечена во всех точках области W. Это даст возможность получить полные данные о $\sigma_{M}(\gamma)$.

Анализ исходных экспериментальных данных показал, что некоторые авторы публикуют абсолютные значения n_{a6c} , другие же относительные значения $n = n_{a6c}/n_{B03g}$. Величина $(n_{B03g} - 1) \approx \approx 3 \cdot 10^{-4}$; значение ее изменяется от v, p, T. Поскольку $3 \cdot 10^{-4}$ это точность, которую мы хотим обеспечить для n, надо различать n_{a6c} и n. В работе [113] интерполяционная формула построена для n.

Аппроксимационные формулы для четырех переменных строи-

93

лись из комбинации более простых выражений, описывающих зависимости $n = n(\tilde{v}, p, S, T)$ от одной или двух переменных. При этом удобно произвести замену аргументов из реального масштаба на безразмерные величины $\tilde{v}, \tilde{p}, \tilde{S}, \tilde{T}$, каждая из которых изменяется от —1 до +1*. Преобразованию области W в четырехмерный куб \tilde{W} осуществляется по формуле

$$\tilde{x} = \eta (x - a) - 1,$$
 (3.50)

где x — любая из переменных; $\eta = 2/(b-a)$; a и b — нижняя и верхняя границы интервала изменения x.

Исследуемые зависимости представлялись в виде полиномов по одному или двум аргументам с неопределенными коэффициентами. Они имеют вид

$$n = n_0 + \Delta n; \ \Delta n = \sum_{i=0}^{n} q_i \tilde{x}^i; \ \Delta n = \sum_{i=0}^{n} \sum_{j=0}^{n} q_{ij} \tilde{x}^j \tilde{y}^j,$$
 (3.51)

где n_0 — удобная для расчета константа; Δn — переменная часть $n; \tilde{x}, \tilde{y}$ — это любые аргументы из набора $\tilde{v}, \tilde{p}, \tilde{S}, \tilde{T}$.

При определении коэффициентов *q_i* аппроксимирующие функции искались в виде разложения по ортогональным полиномам. Этот метод аналогичен методу наименьших квадратов, но более устойчив к ошибкам счета. После приведения подобных членов в таких разложениях мы приходим к формулам вида (3.51).

Вначале рассматривались одномерные аппроксимации по каждому из аргументов в отдельности. Было принято

$$n = n_0 + \Delta n, \ n_0 = 1,33250.$$
 (3.52)

Результаты для одномерных аппроксимаций Δn приведены в табл. 3.12. В ней указаны соответственно: с 1 по 4-й строках — сведения о сечениях W, в 5 и 6-й строках — значения параметров в формуле (3.50) для данной переменной, в 8—11-й строках — коэффициенты q_i , q_k , q_j , q_i (разным переменным отнесены разные индексы), в 12-й строке указаны максимальные отклонения рассчитанных значений Δn от измеренных. Работы, из которых выбирались точки, указаны в [113]. Точки выбирались из имеющихся экспериментальных данных, так, чтобы по возможности равномерно представить изучаемую область.

Из табл. 3.12 следует, что Δn по одномерным сечениям может быть аппроксимирована: по \tilde{S} — полиномом первой степени; по \tilde{p} полиномом второй степени; по \tilde{T} н $\tilde{\nu}$ — полиномами третьей степени. Максимальные отклонения таких одномерных функций не превосходят $\pm 10^{-5}$.

При построении двухмерных сечений брались линейные комбинации формул, использованных в одномерных приближениях, с соответствующими аргументами, но с неопределенными коэффи-

^{*} Чтобы не усложнять записи, мы будем размерное и безразмерное волновое число обозначать одинаково: \tilde{v} .

Таблица 3.12

	Номер столбца									
Howen crooke	•	3	4	5	6					
nomen erboku	2	$\Delta n(\widetilde{v})$	$\Delta n(\widetilde{\boldsymbol{p}})$	$\Delta n(\widetilde{S})$	$\Delta n(\widetilde{T})$					
1 2 3 4	1/у́ мкм р · 10 ⁻⁵ Па S ⁰/ю T °С		0,6328 	$0,5876$ $-\frac{1}{20}$	0,5893 1 0 —					
5 6	· η α	1,688 889 1,315 789	1,8198 [,] —3 1	5 —2 · 0	5 —2 0					
7	l, k, j, i	91	q _k	qj	qi .					
8 9 10 11	0 1 2 3	$\begin{array}{r} 2,8437 & -3 \\ 6,8654 & -3 \\ 7,610 & -4 \\ 2,081 & -4 \end{array}$	1,29702 —2 7,0097 —3 —3,606 —4 —	4,18563 3,69003 -	$\begin{array}{r} 4,921 & -4 \\ -1,7633 & -3 \\ -7,121 & -4 \\ 8,80 & -5 \end{array}$					
12	Δ_{l}, k, j, i	3,2 —6	2,26	9,4 —6	7,1 –					

коэффициенты для одномерных аппроксимации

циентами. При этом сохраняется структура зависимостей, полученных в одномерных случаях. Коэффициенты *q_{ki}* были определены тем же способом, что и для одномерных сечений. Оказалось, что это дает примерно ту же точность, что имеют исходные данные.

Полная аппроксимирующая функция построена в работе [113] в двух вариантах: объединением одномерных и двухмерных сечений. При объединении одномерных сечений, последовательно переходя к двум, трем и четырем переменным и используя точки, общие разным сечениям области W, была получена простая формула

$$n(\widetilde{v}, \widetilde{p}, \widetilde{S}, \widetilde{T}) = n(\widetilde{v}) + n(\widetilde{p}) + n(\widetilde{S}) + n(\widetilde{T}) - c.$$
 (3.53)

Здесь c = 4,004 13, а n(v), $n(\tilde{p})$, $n(\tilde{S})$ и $n(\tilde{T})$ — одномерные полиномы, указанные в табл. 3.12.

Оценка точности выражения (3.53) проводилась на выборке значений *n* из 250 точек, отобранных из имеющегося материала случайным образом. По результатам проверки построен график плотности вероятности распределения отклонений Δn (рис. 3.14). По осям ординат отложена величина $\eta = \Delta N / (N \Delta n)$, где N — полное число точек, взятых для проверки, а ΔN — число точек, отклонения *n* для которых попали в данный интервал Δn . Из рис. 3.14 видно, что с доверительной вероятностью 0,95 абсолютная погрешность расчетных значений показателя преломления меньше $\varepsilon = \pm 6 \cdot 10^{-4}$, кривая *1* несимметрична относительно моды и сама мода на 10^{-4} смещена относительно нуля. Опуская в формуле (3.53) члены, вклад которых несущественно влияет на точность, найдем для *n* совсем простое выражение:

$$n = n_0 + 10^{-4} \left[\left(69 + 8\tilde{\nu} \right) \tilde{\nu} + \left(70 - 4\tilde{p} \right) \tilde{p} + 37\tilde{S} - \left(18 + 7\tilde{T} \right) \tilde{T} \right];$$

(3.54)

здесь $n_0 = 1,34636.$



Объединение двухмерных сечений сделано по той же методике, что и одномерных сечений. Получено выражение, подобное (3.53), но содержащее линейную суперпозицию двухмерных сечений. Окончательная формула содержит 40 эмпирических коэффициентов.

Точность этой формулы проверялась так же, как формулы (3.53). Результат представлен в виде кривой распределения величины Δn (кривая 2 на рис. 3.14). Для полной формулы кривая распределения ошибок значительно уже, чем для формулы (3.53), она практически симметрична относительно нуля. Абсолютная ошибка расчета n по полной формуле с вероятностью 0,95 не превосходит $2 \cdot 10^{-4}$. Эта формула обеспечивает необходимую точность для расчета $\sigma(v, p, S, T)$.

3.5.2. МОЛЕКУЛЯРНОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА ОКЕАНСКОЙ ВОДОЙ

В соответствии с общей теорией, развитой в разделе 3.4, для расчета показателя молекулярного рассеяния света в морской воде нужно знать β_T , Δ и $\rho \partial \epsilon / \partial \rho$. О величинах β_T и Δ мы писали выше.

Для прямого расчета $\rho \partial \varepsilon / \partial \rho$, кроме данных об n(v, p, S, T), нуж-96 ны данные о производной $\partial n/\partial \rho$. Удобный способ численного дифференцирования предложен в монографии К. Ланцоша [50]. По этому способу при некоторых естественных предположениях о функции f(x) вычисление ее производной фактически сводится к интегрированию табулированной функции. Представим f(x + t) в виде ряда Тейлора по t:

$$f(x+t) = f(x) + tf'(x) + \frac{t^2}{2}f''(x) + \frac{t^3}{6}f'''(x) + \dots$$

Помножим обе стороны этого равенства на t и проинтегрируем по промежутку $[-\varepsilon, +\varepsilon]$

$$\frac{3}{2}\frac{1}{\varepsilon^3}\int_{-\varepsilon}^{+\varepsilon}tf(x+t)\,dt=f'(x)+\frac{\varepsilon^2}{10}f'''(x)+\ldots=f'(x)+\delta(x,\,\varepsilon).$$

Отсюда найдем

$$f'(x) = \frac{3}{2\varepsilon^3} \int_{-\varepsilon}^{+\varepsilon} tf(x+t) dt.$$
 (3.55)

Погрешность этой формулы $\delta(x, t)$ порядка ε^2 и при малой третьей производной она не велика. Точная оценка допускаемой при этом ошибки дана в работе [50].

Вернемся теперь к формуле для показателя молекулярного рассеяния (3.35). Используя для расчета производной формулу (3.55), можно рассчитать показатель молекулярного рассеяния, а также значения всех других характеристик. Частично результаты этих расчетов приведены в табл. 3.13.

Обратимся к некоторым следствиям из проведенных расчетов.

Молекулярное рассеяние света обычно считают относительно малой величиной и принимают за некий стандарт, мало изменяющийся при различных состояниях воды в Мировом океане. Это приблизительно верно, пока речь идет об общем показателе рассеяния. Интересно, однако, что роль молекулярного рассеяния становится значительной, когда мы переходим к анализу значений показателя рассеяния в данном направлении $\sigma(\gamma)$. Доля молекулярного рассеяния $\eta = \sigma_M(\gamma)/\sigma(\gamma)$ может достигать весьма ощутимых значений для средних и больших углов рассеяния.

Кроме того, она резко возрастает при переходе к коротким волнам. Разные авторы дают для η несколько разные оценки. Так, в работе [112] указано, что в чистых океанских водах молекулярное рассеяние составляет всего лишь 7 % общего, однако на углах, больших 90°, оно создает около $^{2}/_{3}$ общей интенсивности. В частности, для угла 90° оно составляет 0,70, а для угла 135° равно 0,83 от общего рассеяния. В работе [110] утверждается, что на углах вблизи 135° в чистых водах величина η более 40 % и что даже в таких мутных водах, как в районе побережья Перу, она не ниже 5 %. В работе [25] при $\gamma = 90^{\circ}$ величина η оценивается ~70 % для глубинных вод и ~13 % для поверхностных (при

Таблица 3.13

ПОКАЗАТЕЛЬ	молекулярного	РАССЕЯНИЯ	CBETA	ОКЕАНСКОЙ	воды
	(σ -10 ³	м-1), Ла=546 ні	4		

<i>T</i> °C	0	20	30	35	40	р · 10 Па
0	1,45	1,74	1,88	1,95	2,02	l
10	1,48	1,80	1,95	2,03	2,10	
20	1,49	1,83	1,99	2,07	2,14	
40	1,50	1,86	2,04	2,13	2,22	
0	1,43	1,72	1,86	1,94	2,01	50
10	1,47	1,78	1,94	2,01	2,09	
20	1,48	1,81	1,98	2,06	2,13	
40	1,50	1,86	2,04	2,12	2,21	
0	1,40	1,70	1,85	1,92	1,99	100
10	1,45	1,77	1,92	2,00	2,07	
20	1,47	1,80	1,96	2,04	2,12	
40	1,49	1,85	2,03	2,12	2,21	
0	1,33	1,64	1,79	1,87	1,94	250
10	1,40	1,72	1,88	1,95	2,03	
20	1,43	1,77	1,93	2,01	2,09	
40	1,48	1,84	2,02	2,10	2,19	
0	1,24	1,56	1,72	1,79	1,87	500
10	1,32	1,65	1,81	1,89	1,96	
20	1,37	1,71	1,87	1,95	2,03	
40	1,45	1,80	1,98	2,07	2,15	
0	1,10	1,43	1,59	1,67	1,74	1000
10	1,19	1,52	1,68	1,76	1,83	
20	1,25	1,59	1,75	1,83	1,90	
40	1,36	1,71	1,89	1,97	2,06	

 $\lambda_0 = 546$ нм). В работе [28] утверждается, что вклад полного молекулярного рассеяния при $\lambda_0 = 546$ нм немного более 10 % для чистых океанских вод и что он менее 6 % для вод открытых районов и пренебрежимо мал для прибрежных вод. Однако при $\gamma =$ = 135° доля $\sigma_{\rm M}(\gamma)$ от $\sigma(\gamma)$ более 10 % даже в мутных прибрежных водах и превышает 80 % в прозрачных водах. Таким образом, все авторы полагают, что молекулярное рассеяние формирует свет, рассеянный элементом объема вбок и назад. Оно является определяющим при дистанционном зондировании океана как пассивными, так и активными методами и для ряда других задач. В работе [112] приведен график $\eta(\gamma)$ для разных глубин z_m . Он указан нами на рис. 3.15. Для $\sigma(\gamma, z)$ взяты данные прямых измерений летом 1973 г. в Индийском океане, вблизи о. Мадагаскар в зоне Южной тропической конвергенции. Мы видим, что отношение η достигает максимума не вблизи дна, а в промежуточных слоях океана (z = 2000 м). Величина $\eta(\gamma, z)$ минимальна не в приповерхностном слое (z = 0 м), а несколько ниже — над пикноклином (z = 100 м). Это связано с тем, что вблизи пикноклина концентрация взвеси и соответственно $\sigma(\gamma)$ резко возрастают.

Важно не только то, что молекулярное рассеяние имеет большое значение в области средних и больших углов рассеяния, существенно также, что оно заметно изменяется в океане. Данные об изменчивости показателя молекулярного рассеяния приведены в табл. 3.14. Для $\lambda_0 = 546$ нм там указан средний процент изменчивости $\sigma_{\rm M}$ в интервалах Δp , ΔS , ΔT относительно среднего значения $\sigma_{\rm M}$.



Рис. 3.15. Доля молекулярного рассеяния п в общем рассеянии для разных глубин г м и углов рассеяния у°.

 $\lambda_0 = 546 \text{ HM}, T = 25 \text{ °C}, S = 35 \text{ °/}_{00}.$

Из табл. 3.14 видно, что с увеличением давления σ_{M} убывает (это в таблице обозначено знаком минус в скобках после числа), а с увеличением T и S величина σ_{M} возрастает. Мы видим, что изменчивость σ_{M} не мала и его нельзя рассматривать как неизменную величину.

Таблица 3.14

ИЗМЕНЧИВОСТЬ ПОКАЗАТЕЛЯ МОЛЕКУЛЯРНОГО РАССЕЯНИЯ

p · 10 ⁻⁵	Па	•	•	•	1-1000	1 .	1
S %/00 .	••	•	•	•	35	0 — 40	35
τ°C.		•	•	•	5	5	0 — 40
∆σ _м %	••		•	•	15 (—)	35 (+)	10 (+)

Используя данные о $\sigma(v, p, S, T)$, можно оценить пространственную изменчивость молекулярного рассеяния в океане. Макроизменчивость о по океану можно оценить по широтным кривым T и S (см. рис. 2.1). Результаты такого расчета приведены на рис. 3.16 *а*. Из него видно, что у молекулярного рассеяния прослеживается заметная широтная изменчивость. Характеристики молекулярного рассеяния в океанской воде варьируют относительно

7*

99



Рис. 3.16. Изменчивость показателя молекулярного рассеяния с широтой (в среднем по океану) (а) и с глубиной (б) (август, район Филиппинского желоба). $\lambda_0 = 546$ нм, $\Delta = 0.09$.

среднеширотных значений σ в диапазоне ±5%. Для иллюстрации изменчивости σ с глубиной рассмотрим рис. 3.16 б, где дан профиль изменения с глубиной z показателя молекулярного рассеяния в районе Филиппинского желоба. Профиль построен по данным о p(z), T(z) и S(z) за август.

Из рис. 3.16 видно, что при изменении глубины от 0 до 1000 м $\sigma_{\rm M}$ изменяется на 8 % относительно своего среднего значения в этом интервале z, а при изменении глубины от 0 до 10 км показатель $\sigma_{\rm M}$ изменяется на 21 % относительно своего среднего значения во всей рассматриваемой толще. Такая большая изменчивость характеристик молекулярного рассеяния с глубиной — результат того, что в этом случае оба эффекта, увеличения давления и падения температуры, действуют в одном направлении.

Глава 4

РАССЕЯНИЕ СВЕТА НА ЧАСТИЦАХ ВЗВЕСИ

4.1. РАССЕЯНИЕ СВЕТА НА СФЕРЕ. ПОКАЗАТЕЛИ И ИНДИКАТРИСА РАССЕЯНИЯ

4.1.1. СОСТАВЛЯЮЩИЕ РАССЕЯННОГО ПОЛЯ. ПАРЦИАЛЬНЫЕ ВОЛНЫ

Рассеяние света на частицах взвеси — это важнейшее оптическое явление, происходящее в море. Как мы видели в главе 2, частицы в морской воде имеют сложную, неправильную форму. Строгой теории рассеяния света на таких частицах не существует. Большинство авторов при теоретическом анализе пользуются моделью эквивалентных сфер, т. е. считают частицы однородными сферами.

Точное решение задачи о дифракции плоской электромагнитной волны на однородной сфере было найдено независимо А. Лявом (1899) и Г. Ми (1908). Оно состоит в следующем (см. [87, 90]).

Выберем начало координат O в центре сферы и расположим оси так, как указано на рис. 4.1. Обозначим радиус сферы через a. Ось Oz направлена на бесконечно удаленный источник (линейно поляризованная плоская волна распространяется в отрицательном направлении оси Oz), ось Ox — направление электрических колебаний, а ось Oy — магнитных. Электрическое и магнитное поля в падающей волне в момент t = 0 примем в виде:

$$E^{0} = E_{0}e^{ikz}; E_{0x} = E_{0}; E_{0y} = E_{0z} = 0;$$
(4.1)

$$\mathbf{H}^{o} = \mathbf{H}_{0} e^{i\mathbf{R}\mathbf{z}}; \ H_{Oy} = -m_{a} E_{0}; \ H_{Ox} = H_{Oz} = 0.$$

Здесь $\mathbf{k} = m_a \mathbf{k}_0$ — волновой вектор падающего излучения во внешней среде (в которую погружена наша сфера), \mathbf{k}_0 — волновой вектор в пустоте, $|\mathbf{k}_0| = \omega/c$.

Падающее поле возбуждает в шаре внутреннее поле. На поверхности шара внешние и внутренние поля должны удовлетворять условиям непрерывности тангенциальных составляющих:

Значком i отмечаем величины, относящиеся к внутренним областям шара, а значком $a - \kappa$ внешней среде. Известно, что система граничных условий (4.2) не может быть удовлетворена, если не предположить, что во внешнем пространстве наряду с падающим полем E^0 имеется еще некоторое добавочное, дифрагирован-



Рис. 4.1. Расположение осей в задаче о дифракции на сфере.

Точка O — центр сферы, M — точка наблюдения. Единичные векторы 1₇, 1₉, 1₉, 1₉ орты сферической системы координат (r, θ , ϕ), построенной в точке M.

ное поле Е. Это возмущение, которое вносит шар во внешнюю среду. Таким образом, полное внешнее поле $E^{\alpha} = E^{0} + E$. Сферические составляющие этого поля и стоят в левых частях равенств (4.2).

Известно, что уравнения Максвелла для составляющих электрического и магнитного полей сводятся к волновым уравнениям *

$$\Delta \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = 0; \ \Delta \mathbf{H} + k^2 \mathbf{H} = 0. \tag{4.3}$$

При написании формул (4.1) и уравнений (4.3) мы предположили, что электрические и магнитные поля являются чисто периодическими функциями времени вида $e^{i\omega t}$, где ω — частота поля. Этот общий множитель, входящий в левые и правые части уравнений, мы всюду опустили. Полные уравнения Максвелла, а не уравнения (4.3), разумеется, позволяют рассматривать поля с любой зависимостью от времени. В теории электрических ценей наше ограничение, сильно упрощающее задачу, соответствует исключению переходных режимов, токов включения и выключения. Мы ограничиваемся только вынужденными, синусоидальными колебаниями и считаем, что переходный процесс уже затух. Этот

^{*} В отличие от формулы (3.1), мы используем здесь для волнового числа обычное обозначение k.

подход не годится, например, к случаю, когда фронт световой волны приходит к частице, и возникает сложная нестационарная задача, но он правильно описывает явления, когда фронт ушел далеко за частицу и установился стационарный режим.

Произвольное электромагнитное поле будем представлять как суперпозицию двух типов колебаний. Первый тип будем называть электрическими и считать, что у этих колебаний радиальная составляющая магнитного поля равна нулю:

$$H_r = 0; E_r \neq 0.$$
 (4.4)

Второй тип — магнитные колебания. У них радиальная составляющая электрического поля всюду равна нулю, а магнитного отлична от нуля:

$$E_r = 0; \ H_r \neq 0.$$
 (4.5)

При таком представлении задача о разыскании шести неизвестных функций $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ и $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ сводится к задаче о разыскании двух вспомогательных скалярных функций: электрического и магнитного потенциала $U_1(\mathbf{r})$ и $U_2(\mathbf{r})$. Через эти потенциалы составляющие полей вычисляются простым дифференцированием *.

Подобно полям **E** и **H** потенциалы $U_1(\mathbf{r})$ и $U_2(\mathbf{r})$ также являются решениями волнового уравнения.

Чтобы тангенциальные составляющие полей были непрерывны [соотношение (4.2)], нужно, чтобы на поверхности шара были непрерывны следующие четыре величины:

$$m^{2}rU_{1}, \ \partial(rU_{1})/\partial r;$$

rU_{2}, \ \partial(rU_{2})/\partial r. (4.6)

На бесконечности функции $U_1(\mathbf{r})$ и $U_2(\mathbf{r})$ должны удовлетворять принципу излучения **. Таким образом, нам нужно найти два независимых решения волнового уравнения с независимыми граничными условиями. Эти решения мы получим по методу Фурье. Частное решение для потенциалов будем искать в виде

$$U = f(\mathbf{r}) Y(\theta, \varphi). \tag{4.7}$$

Легко доказать, что радиальные функции f(r) — это бесселевы функции с полуцелым индексом, а $Y(\theta, \varphi)$ — сферические функции. Внутри сферы могут быть использованы только функции первого рода $J_{l+1/2}(x)$, вне шара — ханкелевские функции второго рода $H_{l+1/2}(x)$, так как только они дают нам волны, расходящиеся из источника дифракции.

^{*} Представление произвольного электромагнитного поля как суперпозиции двух частных полей (4.4) и (4.5) восходит еще к работам Г. Герца и Д. Релея. В электродинамике доказывается, что полученное при этом решение является полным.

^{**} Принцип излучения — это следствие того, что мы навязываем задаче стационарное решение (подробнее см. [90, с. 17]).

Таким образом, частные решения волнового уравнения внутри шара будут типа $[\psi_l(kr)/kr]Y_l(\theta, \phi)$, а вне шара $[\zeta_l(kr)/(kr)]Y_l(\theta, \phi)$, где

$$\psi_l(x) = \sqrt{\pi x/2} J_{l+1/2}(x); \ \zeta_l(x) = \sqrt{\pi x/2} H_{l+1/2}^{(2)}(x), \qquad (4.8)$$

 $Y_{l}(\theta, \phi) - l$ -тая сферическая функция от углов θ и ϕ .

Полное решение, очевидно, следует представить в виде суперпозиций частных решений с неопределенными коэффициентами. Эти коэффициенты могут быть вычислены из граничных условий (4.2), (4.6). В граничных условиях содержится и падающая плоская волна. Поэтому и ее потенциалы U_1^0 и U_2^0 надо представить в виде суперпозиции волн вида (4.7). Это может быть легко выполнено, если использовать замечательную формулу Гейне — Релея

$$e^{lkr\cos\theta} = \sum_{l=0}^{\infty} i^{l} (2l+1) \frac{\psi_{l}(kr)}{kr} P_{l}(\cos\theta).$$
(4.9)

Эта формула представляет плоскую волну в виде бесконечной суммы сферических волн, исходящих из начала координат. В равенстве (4.9) $P_l(x)$ — полином Лежандра l-того порядка от x. С помощью формулы (4.9) для U_1^0 и U_2^0 найдем

$$U_{1}^{0} = \frac{1}{k^{2}r} \sum_{l=1}^{\infty} i^{l-1} \frac{2l+1}{l(l+1)} \psi_{l}(kr) P_{l}^{(1)}(\cos\theta) \cos\varphi;$$

$$U_{2}^{0} = \frac{m_{a}}{k^{2}r} \sum_{l=1}^{\infty} i^{l-1} \frac{2l+1}{l(l+1)} \psi_{l}(kr) P_{l}^{(1)}(\cos\theta) \cos\varphi.$$
(4.10)

Здесь

 $P_l^{(1)}(\cos\theta) = \sin\theta \cdot dP_l(\cos\theta)/(d\cos\theta)$ (4.11)

— первый присоединенный полином Лежандра. Для двух неизвестных амплитуд электрических колебаний в полях E^i и E (для *l*-той сферической гармоники) можно написать два линейных уравнения, следующие из выражений (4.6). Эти уравнения легко решить и построить в явном виде выражения для потенциала U_1 и аналогично для U_2 . Определив выражение для потенциала, мы простым дифференцированием найдем выражения для составляющих электрического и магнитного полей как вне сферы E, так и внутри нее E^i .

Ограничимся только внешним полем. Сферические составляющие электрического поля в дифрагированной волне будут:

$$E_{\varphi} = E_0 \frac{\sin \varphi}{kr} e^{-ikr} E_1; \ E_{\theta} = E_0 \frac{\cos \varphi}{kr} e^{-ikr} E_2;$$

$$E_{1} = -\sum_{l=1}^{\infty} [c_{l}(\rho, m) Q_{l}(\cos \theta) + b_{l}(\rho, m) S_{l}(\cos \theta)];$$

$$E_{2} = \sum_{l=1}^{\infty} [c_{l}(\rho, m) S_{l}(\cos \theta) + b_{l}(\rho, m) Q_{l}(\cos \theta)];$$
(4.12)

$$E_r = E_{\theta} \frac{l \cos \psi}{(kr)^2} e^{-ikr} \sum_{l=1}^{\infty} c_l (\rho, m) l (l+1) P_l^{(l)} (\cos \theta).$$

Здесь написаны асимптотические выражения составляющих поля для случая $kr \gg 1$, т. е. в предположении, что расстояние до точки наблюдения $r \gg \lambda$. Введены также следующие обозначения:

$$c_{l}(\rho, m) = i^{2l+1} \frac{2l+1}{l(l+1)} \frac{\psi_{l}(\rho) \psi_{l}(m\rho) - m\psi_{l}(\rho) \psi_{l}(m\rho)}{\zeta_{l}(\rho) \psi_{l}(m\rho) - m\zeta_{l}(\rho) \psi_{l}(m\rho)};$$
(4.13)

$$b_{l}(\rho, m) = i^{2l+3} \frac{2l+3}{l(l+1)} \frac{\psi_{l}(\rho) \psi_{l}(m\rho) - m\psi_{l}(\rho) \psi_{l}(m\rho)}{\zeta_{l}(\rho) \psi_{l}(m\rho) - m\zeta_{l}(\rho) \psi_{l}(m\rho)}.$$

Величины $c_l(\rho, m)$ и $b_l(\rho, m)$ выражаются через цилиндрические функции $\psi_l(x)$ и $\zeta_l(x)$ с полуцелым индексом. Они зависят от двух параметров ρ и m

$$\rho = ka = k_0 m_a a = (2\pi a/\lambda_0) m_a a;$$

$$m = m_l/m_a.$$
(4.14)

Величина о называется дифракционным параметром, или параметром Ми; *m* — относительный комплексный показатель преломления, равный отношению показателя преломления вещества частицы *m_i* к показателю преломления внешней среды *m_a*, куда погружена частица. Знак «штрих» указывает производную по аргументу, стоящему под знаком функции.

Пространственное распределение дифрагированного поля определяется угловыми функциями Q_l (cos θ) и S_l (cos θ)

$$Q_{l}(\cos\theta) = P_{l}^{(1)}(\cos\theta)/\sin\theta = dP_{l}(x)/dx, \quad x = \cos\theta;$$
(4.15)

$$S_l(\cos\theta) = dP_l^{(1)}(\cos\theta)/d\theta = -\sqrt{1-x^2} dP_l^{(1)}(x)/dx.$$

Формулы, аналогичные (4.12) — (4.15), могут быть написаны и для составляющих магнитного поля **H** в дифрагированной волне — H_{φ} , H_{θ} и H_r . Отметим, что на достаточно большом расстоянии от частицы, в так называемой волновой зоне, мы можем пренебречь составляющими E_r и H_r по сравнению с составляющими по φ и θ . Если восстановить опущенный ранее множитель $e^{i\omega t}$, полные составляющие электрического поля в соответствии с формулами (4.12) будут иметь вид:

$$E_{\varphi} = E_{\varphi}^{0} e^{l (\omega t - kr)}; \quad E_{\varphi}^{0} = E_{0}[\sin \varphi/(kr)] E_{1}; \quad (4.16)$$

$$E_{\theta} = E_{\theta}^{0} e^{i (\omega t - kr)}; \quad E_{\theta}^{0} = E_{0} [\cos \varphi/(kr)] E_{2}.$$

Выражения (4.16) представляют составляющие поля рассеянного света. В соответствии с (4.12) поля E_{φ} и E_{θ} представляются

бесконечными рядами по элементарным решениям волнового уравнения. Отдельные члены этих рядов называются парциальными волнами. Амплитуды этих волн определяются величинами $c_l(\rho, m)$ и $b_l(\rho, m)$; они называются соответственно амплитудами электрических и магнитных колебаний, так как происходят от решений (4.4) и (4.5).

Физическая картина явления очень простая. Под влиянием падающего поля частица поляризуется и становится источником бесконечного множества вторичных волн. Волны эти распространяются во всех направлениях. Амплитуды и фазы их определяются параметрами ρ и *m* и порядком волны *l*. Угловая структура волны определяется функциями Q_l и S_l . Она не зависит от ρ и *m* и определяется только порядком *l*. Наблюдаемый рассеянный свет есть результат интерференции всех приходящих в приемник когерентных волн.

4.1.2. СХОДИМОСТЬ. ДВА СПОСОБА ОБОЗНАЧЕНИИ, ИСПОЛЬЗУЕМЫХ В ЗАДАЧЕ

Поскольку решение задачи получено в виде бесконечных рядов, встает важный вопрос о сходимости этих рядов. Можно доказать, что все полученные ряды являются абсолютно и равномерно сходящимися (подробнее см. [90]). Однако фактически сходятся они медленно и количество слагаемых, которые надо учитывать в суммах (4.12), зависит от ρ .

При малых ρ заметное значение имеют только коэффициенты c_l и b_l с малыми номерами. Поле, связанное с коэффициентом c_1 , соответствует так называемому релеевскому рассеянию. При увеличении размеров частицы интенсивность возбуждения последующих парциальных волн возрастает. В игру начинают вступать все более далекие парциальные электрические и магнитные волны, причем интенсивности волн с меньшими номерами осциллируют. П. Дебай показал, что для больших ρ число парциальных волн, которые необходимо принимать во внимание, порядка ρ . Интенсивность возбуждения следующих волн быстро убывает, так что число ρ определяет собой порядок того номера, на котором мы можем практически оборвать наш бесконечный ряд.

Более подробные расчеты по формулам (4.12) показывают, что при больших ρ для получения удовлетворительной точности, значение l^* , до которого надо суммировать в формуле (4.12), примерно 1,2 ρ . График на рис. 4.2 показывает поведение модуля амплитуд электрических колебаний $|c_l| = f(l)$ при приближении $l \ \kappa \rho$. Он относится к случаю $\rho = 60$ и m = 1,3300 (типичная облачная капля радиусом a = 6,25 мкм и $\lambda = 0,656$ мкм). Аналогично ведут себя и амплитуды магнитных колебаний. Аналитическое исследование структуры функций $c_l(l)$ и $b_l(l)$ приведено в работе [90]. Кривая на рис. 4.2 хорошо иллюстрирует основной результат этого анализа: при $l < \rho$ амплитуды c_l и b_l с точностью до осцилляций ведут себя как (2l+1)/[2l(l+1)], а при $l > \rho$ экспоненциально убывают.

В работах по рассеянию света на частице наряду с системой координат (рис. 4.1) (она была использована Ми, в книге В. В. Шулейкина [127] * и во многих других работах) применяется также иная система координат, в которой ось Ог направлена в сторону





На графике приведены значения $10^3 | c_l |$ в двух масштабах; начиная с *l*=13, масштаб по оси ординат увеличен в 20 раз. *l* — точная кривая; 2 — кривая, сглаженная от «шероховатостей»; 3 — средняя кривая (при *l* > 1 она ~ 1/l); 4 — огибающая по максниумам (при *l* > 1 она ~ 2/l).

распространения падающей волны. Она получается из рис. 4.1 поворотом всей системы осей на 180° вокруг оси Оу (рис. 4.3). При этом новая ось Ох окажется направленной в сторону, противоположную старой. В этой системе электрическое поле волны (4.1) в начальный момент будет

$$E_{O_x} = -E_0; \ E_{O_y} = E_{O_z} = 0. \tag{4.17}$$

^{*} В этой книге используются обозначения специальных функций задачи (радиальных и угловых), введенные Ми. Обозначения Ми отличаются от тех, которыми ранее пользовался Ляв (и вслед за ним Релей, Рей и др.), и от современных, которые были введены Дебаем. Связь между различными системами координат и обозначений приведена в работах [81, 90].
Введем в рассмотрение угол рассеяния в *. Это угол, который отсчитывается от направления распространения света, а не от направления на источник света, как 0. Он связан с 0 соотношением

$$\beta = \pi - \theta. \tag{4.18}$$

(4.19)

Добавим, что азимутальный угол в новой системе координат о дополнителен к прежнему углу ф: $\omega' = \pi - \varphi.$



Рис. 4.3. Две системы координат, используемые в задаче о дифракции на сфере (старая x, y, z и новая x', y' z') и соответствующие им орты сферических систем, построенные в точке наблюдения $M(i_r, i_{\theta}, i_{m} \in i_r, i_{\theta}, i_{\mu'})$.

Подробно преобразование полей при переходе от осей рис. 4.1 к осям рис. 4.3 изложено в работе [81]. Там показано, что в новой системе поля E_{ϕ} , и E_{B} будут:

$$E_{\varphi'} = E_0 \frac{\sin \varphi'}{kr} e^{-ikr} E_1; \ E_{\beta} = -E_0 \frac{\cos \varphi'}{kr} e^{-ikr} E_2;$$
(4.20)
$$E_1 = i \sum_{l=1}^{\infty} \left[c_l^* Q_l (\cos \beta) + b_l^* S_l (\cos \beta) \right] = i \widetilde{S}_1 (\beta);$$
(4.21)
$$E_2 = i \sum_{l=1}^{\infty} \left[c_l^* S_l (\cos \beta) + b_l^* Q_l (\cos \beta) \right] = i \widetilde{S}_2 (\beta).$$

^{*} Во многих работах по оптике мутных сред, в «Таблицах по светорассеянию» и других угол рассеяния принято обозначать через В. В гидрооптике он обычно обозначается через у, иногда через в (см. [25, 28]). В настоящей книге мы используем для него обозначения β и γ, в зависимости от того, какое из них более употребительно в соответствующей литературе.

Здесь через $\tilde{S}_1(\beta)$ и $\tilde{S}_2(\beta)$ обозначены суммы, стоящие в формулах (4.21). Величины c_t^* и b_t^* связаны с c_l и b_l , а также с a_l и b_l используемыми у ван де Хюлста [87] формулами

$$c_l^* = i^{2l+3} c_l = a_l (2l+1)/[l(l+1)];$$

(4.22)

$$b_l^* = i^{2l+1}b_l = b_l(2l+1)/[l(l+1)].$$

Величина δ_i обозначает амплитуду b_i , используемую в работе [87]. Черта поставлена, чтобы отличить от значения b_i в формуле (4.13), Формулы (4.17)—(4.22) устанавливают связь между обонми способами обозначений, используемыми в теории рассеяния. В дальнейшем, если это не может быть причиной путаницы, значок «'» (штрих), стоящий около угла φ в системе рис. 4.3, мы будем опускать.

4.1.3. ИНТЕНСИВНОСТЬ РАССЕЯННОГО СВЕТА. ПОКАЗАТЕЛИ И ИНДИКАТРИСА РАССЕЯНИЯ. ХАРАКТЕРИСТИКИ АСИММЕТРИИ РАССЕЯНИЯ

Перейдем теперь к вычислениям интенсивности рассеянного света. На основании формул (4.1) для полей Е⁰ и Н⁰ для интенсивности падающего излучения I₀ при отсутствии поглощения во внешней среде получим

$$I_0 = cm_a E_0^2 / (8\pi).$$

Для интенсивности φ -составляющей в рассеянном свете получим ($E_{\beta} = H_{\varphi} = 0$)

$$I_{\varphi} = I_{1} = I_{\varphi} i_{1} a^{2} \sin^{2} \varphi / (r^{2} \rho^{2}),$$

$$i_{1} = \left| \sum_{l=1}^{\infty} \left(c_{l}^{*} Q_{l} + b_{l}^{*} S_{l} \right) \right|^{2}.$$
(4.23)

Аналогично для β -составляющей ($E_{\varphi} = H_{\beta} = 0$) имеем

$$I_{\beta} = I_2 = I_0 i_2 a^2 \cos^2 \varphi / (r^2 \rho^2),$$

(4.24)

$$i_2 = \left| \sum_{l=1}^{\infty} \left(c_l^* S_l + b_l^* Q_l \right) \right|^2.$$

Формулы (4.23) и (4.24) очень важны. Они дают интенсивности рассеянного света для случая, когда падающий пучок линейно поляризован. Полная интенсивность рассеянного света

$$I = I_1 + I_2 = I_0 (a^2/r^2) (i_1 \sin^2 \varphi + i_2 \cos^2 \varphi)/\rho^2, \qquad (4.25)$$

а показатель рассеяния в данном направлении в расчете на одну частицу $\widetilde{\sigma}$ будет

$$\sigma(\beta, \rho) = I(\beta) r^2 / I_0 = a^2 (i_1 \sin^2 \varphi + i_2 \cos^2 \varphi) / \rho^2. \qquad (4.26)$$

При рассеянии естественного света азимутальный угол φ принимает самые различные значения. Средняя величина $\sin^2 \varphi = \frac{1}{2} \cos^2 \varphi = \frac{1}{2}$ и, таким образом,

$$I_1 = I_0 \left(a^2/r^2 \right) \left[i_1/(2\rho^2) \right]; \quad I_2 = I_0 \left(a^2/r^2 \right) \left[i_2/(2\rho^2) \right]; \quad (4.27)$$

$$I = I_0 \left(\frac{a^2}{r^2} \right) \left(\frac{i_1 + i_2}{2\rho^2} \right); \ \sigma(\beta, \ \rho) = \frac{a^2 \left(\frac{i_1 + i_2}{2\rho^2} \right)}{(2\rho^2)}$$

Если в единице объема N частиц, то в расчете на единицу объема найдем

$$\sigma(\beta, \rho) = N\pi a^{2} [i_{1}(\beta, \rho) \sin^{2} \varphi + i_{2}(\beta, \rho) \cos^{2} \varphi] / (\pi \rho^{2});$$
(4.28)
$$\sigma(\beta, \rho) = N\pi a^{2} [i_{1}(\beta, \rho) + i_{2}(\beta, \rho)] / (2\pi \rho^{2}).$$

Имея формулы для полей, можно получить выражение для коэффициентов рассеяния k_p , ослабления k и поглощения k_{π} света на сферической частице. Они могут быть найдены интегрированием выражений для полей по полному телесному углу. Опуская промежуточные вычисления, выпишем окончательный ответ:

$$k_{p} = \pi a^{2} K_{p}, \ K_{p} = (2/\rho^{2}) \sum_{l=1}^{\infty} (|c_{l}^{*}|^{2} + |b_{l}^{*}|^{2});$$

$$k = \pi a^{2} K, \ K = (2/\rho^{2}) \operatorname{Re} \sum_{l=1}^{\infty} l (l+1) (c_{l}^{*} + b_{l}^{*}); \qquad (4.29)$$

$$k_{n} = k - k_{p}, \ k_{n} = \pi a^{2} K_{n}, \ K_{n} = K - K_{p}.$$

Здесь K_p , K, K_n — безразмерные поперечники соответственно рассеяния, ослабления и поглощения. Если в единице объема $N \, \mathrm{cm}^{-3}$ частиц, то показатели σ , ε и \varkappa и вероятность выживания фотона Λ будут:

$$\sigma = Nk_{\rm p} = N\pi a^2 K_{\rm p}; \quad \varepsilon = Nk = N\pi a^2 K; \tag{4.30}$$

$$\kappa = Nk_{\rm n} = N\pi a^2 K_{\rm n}; \ \Lambda = \sigma/\epsilon = K_{\rm p}/(K_{\rm p} + K_{\rm n}).$$

Используя формулу (1.8) и выражения (4.26) для σ(β), для индикатрисы рассеяния линейно поляризованного и естественного света соответственно найдем

$$x (\beta) = 4\pi\sigma (\beta)/\sigma = [4/(\rho^2 K_p)] (i_1 \sin^2 \varphi + i_2 \cos^2 \varphi);$$

$$(4.31)$$

$$x (\beta) = [4/(\rho^2 K_p)] [(i_1 + i_2)/2].$$

Индикатриса рассеяния $x(\gamma)$ дает распределение вероятности рассеяния под разными углами γ . Если не учитывать поляризацию, то $x(\gamma)$ содержит полную информацию об угловой структуре рассеяния. Часто в такой полной информации нет необходимости, а достаточно знать степень анизотропии рассеяния. Ее описывают с помощью некоторых характеристик. Чаще других используются коэффициент и показатель асимметрии (см. табл. 1.1).

Для расчета β нет необходимости сначала рассчитывать индикатрису рассеяния, а потом интегрировать ее по полусфере. Из свойства ортогональности полиномов Лежандра в работе [92] была получена формула, прямо выражающая β через c_t^* и b_t^* (в расчете на одну частицу):

$$\beta = (1/2) \sigma - \pi a^2 \left(C'B' + C''B'' + \sum_{l > m} \operatorname{Re} \eta_{l, m} \right).$$
(4.32)

Здесь

$$C = C' + iB' = -i \sum_{l=1}^{\infty} f_l c_l^*;$$

$$B = B' + iB'' = i \sum_{l=1}^{\infty} f_l b_l^*;$$

$$\eta_{l,m} = (c_l^* \tilde{c}_m^* + b_l^* \tilde{b}_m^*) x_{l,m},$$
(4.33)

где вспомогательные столбец чисел fl и матрица xl, m будут

$$f_{l} = \begin{cases} 0 & \text{для } l \text{ четного,} \\ \frac{(-1)^{k+1} (2k+1)!!}{2^{k}k!} & \text{для } l \text{ нечетного, равного } 2k+1; \end{cases}$$

$$x_{l,m} = \frac{(m+1) (l+1)}{l (l+1) - m (m+1)} (mf_{m}f_{l-1} - lf_{l}f_{m-1}). \qquad (4.34)$$

При расчете показателя рассеяния β через амплитуды c_i и b удобно иметь значения вспомогательных величин, входящих в формулы (4.32) и (4.33), столбца f_l и матрицы $x_{l,m}$. Семизначные таблицы этих величин до l = 100 опубликованы в работе [102]*.

Для характеристики асимметрии часто также используют моменты распределения

$$v_k = (1/2) \int_0^{\pi} x(\gamma) \cos^k \gamma \sin \gamma \, d\gamma.$$

В силу условия нормировки (1.8) $v_0 = 1$ для любой $x(\beta)$. Особо обозначается первый момент

$$v_1 = g(\rho, m) = (1/2) \int_0^{\pi} x(\gamma) \cos \gamma \sin \gamma \, d\gamma. \qquad (4.35)$$

^{*} Заметим, что величины f_l здесь отличаются от аналогичных величин в работе [102] множителем $(-1)^l$. Это означает, что при использовании таблиц f_l и $x_{l,m}$ в написанных здесь формулах надо во всех числах, указанных в работе [102], поменять знак. Значок ~ над c_m и b_m означает комплексно-сопряженное число.

Величина $g(\rho, m)$ называется показателем асимметрии индикатрисы — это средний косинус угла рассеяния $g = \cos \gamma$. Эта величина характеризует обмен импульсом между электромагнитным полем и частицей и несложно связана с поперечником светового давления пучка света на частицу.

Известно, что если мы имеем некоторый объем, заполненный электромагнитным полем с энергией *E*, то между импульсом *p*, скоростью света *c* и *E* имеет место соотношение

$$p = E/c$$

Если на пути этих волн находится препятствие, то, взаимодействуя с ним, поле будет передавать ему свой импульс. Обмен импульсом наблюдается в виде силы светового давления. Для этой силы из соображений размерности получим

$$F = \left[(I_0 \pi a^2) / c \right] K_{\mu}(\lambda, m, a),$$

где $K_{\rm A}$ — безразмерный поперечник светового давления. Общая формула для $K_{\rm A}$ была получена Дебаем. Она имеет вид

 $K_{\perp} = K - q,$

$$q = -\frac{4}{\rho^2} \operatorname{Re} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{l(l+1)}{2l+1} \Big[\tilde{c}_l b_l + \frac{l(l+2)^2}{2l+3} (\tilde{c}_l c_{l+1} + \tilde{b}_l b_{l+1}) \Big].$$

Полная энергия поля, «захваченная» частицей в единицу времени, будет $I_0\pi a^2 K$. Очевидно, что полный импульс, переданный полем частице, будет равен $(I_0\pi a^2/c)K$. Импульс, «переизлученный» частицей, т. е. возвращенный частицей полю, будет $(I_0\pi a^2/c) \times K_P \cos \gamma$. Отсюда найдем

$$K_{\mathbf{g}} = K - K_{\mathbf{p}} \overline{\cos \gamma} = K - gK_{\mathbf{p}}.$$

Таким образом,

$$g = (K - K_{\rm A})/K_{\rm p} = 1 + (K_{\rm m} - K_{\rm A})/K_{\rm p}. \tag{4.36}$$

При отсутствии поглощения получим

$$g = 1 - K_{\rm m}/K.$$

Имеется ряд таблиц для поперечника давления K_{a} . С помощью формулы (4.36) по ним удобно определять показатель асимметрии g. В частности, для моделей морской взвеси значения для K_{a} приведены в работе [123]. Ниже мы рассмотрим их подробнее.

4.2. РАССЕЯНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА

4.2.1. МЕТОДЫ ОПИСАНИЯ СОСТОЯНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ. ПАРАМЕТРЫ СТОКСА

В электродинамике доказывается, что в общем случае плоская монохроматическая волна будет эллиптически поляризованной. В такой волне конец вектора электрического поля описывает винтовую линию, навитую на эллиптический цилиндр. Естественный способ описания состояния поляризации такой волны состоит в том, чтобы задавать геометрически направление колебаний электрического поля.



Рис. 4.4. Характеристики, описывающие состояние поляризации плоской волны.

Пусть волна распространяется в направлении, перпендикулярном плоскости рис. 4.4, от нас (в направлении не показанной на рисунке оси Oz). Обозначим угол между большой осью эллипса, описываемого концом электрического вектора, и осью Oy через θ. Плоскость yOz называется плоскостью отсчета, или плоскостью референции. Эта плоскость выбирается всегда таким образом, чтобы в ней лежал распространяющийся луч.

Обозначим единичный вектор по оси Ox через r, по оси Oy через I. Электрическое поле распространяющейся волны можно записать в виде

$$\mathbf{E} = E_t \mathbf{r} + E_t \mathbf{l}, \tag{4.37}$$

где E_r и E_l — комплексные амплитуды

$$E_r = a_r e^{i (\tau - \varepsilon_r)};$$

$$E_l = a_l e^{i (\tau - \varepsilon_l)}, \ \tau = \omega t - kz.$$

Здесь a_r и a_l — положительные амплитуды соответствующих колебаний, а ε_r и ε_l — их фазовые сдвиги. В оптическом эксперименте реально измеряемыми величинами будут a_r , a_l и $\delta = \varepsilon_l - \varepsilon_r$ — разность фаз колебаний по осям l и г. Наряду с векторами г и 1 введем единичные векторы р и q вдоль большой и малой осей эллипса.

Геометрические соотношения, характеризующие эллиптическую волну, видны из рис. 4.4.

Связь между векторами і и г, р и q дается формулами

$$\mathbf{p} = \cos \theta \cdot \mathbf{l} + \sin \theta \cdot \mathbf{r};$$

$$\mathbf{q} = -\sin\theta \cdot \mathbf{l} + \cos\theta \cdot \mathbf{r}.$$

В векторном виде выражение для поля E представим в виде $E = a \cos \beta \sin \psi \cdot \mathbf{p} + a \sin \beta \cos \psi \cdot \mathbf{q},$

(4.38)

 $\mathbf{\psi} = \omega t - kz + \zeta,$

где ζ — подходящий фазовый угол; $|a\cos\beta|$ и $|a\sin\beta|$ — длины большой и малой осей эллипса; величина a^2 характеризует интенсивность пучка. Отношение осей эллипса, так называемая степень эллиптичности пучка, задается $|tg\beta|$.

Из формул (4.37), (4.38) видно, что описание эллиптически поляризованной волны можно выполнить с помощью различных групп четырех параметров. Это либо Re E_r , Im E_r , Re E_l , Im E_l , либо a_r , a_l , ε_r , ε_l , либо a, β , ζ и θ . Эти параметры разной природы. В первом случае это четыре амплитуды поля, во втором две амплитуды и два угла, в третьем одна амплитуда и три угла. Каждая из этих групп легко выражается через другую.

Однако использование любой из указанных выше групп параметров для характеристики поляризационного состояния излучения неудобно, поскольку эти параметры очень различны. Большие трудности, в частности, возникают при сложении пучков. Для получения состояния поляризации суммарного пучка нужно строить геометрическую картину расположения колебаний в слагаемых пучках и векторно их складывать с учетом разности фаз. Подобные расчеты делались в старых работах по поляризации подводного светового поля. Получалась сложная вычислительная схема. Этой громоздкой схемы можно избежать, если состояние поляризации светового пучка описывать с помощью параметров Стокса. Это четыре однородные квадратичные величины, которые определяются следующими формулами:

$$S_{1} = I = E_{l}E_{1}^{*} + E_{r}E_{r}^{*};$$

$$S_{2} = Q = E_{l}E_{l}^{*} - E_{r}E_{r}^{*};$$

$$S_{3} = U = E_{l}E_{r}^{*} + E_{r}E_{l}^{*};$$

$$S_{4} = W = i (E_{l}E_{r}^{*} - E_{r}E_{l}^{*})^{*}.$$
(4.39)

* Мы приводим для параметров Стокса два обозначения, встречающиеся в литературе по гидрооптике.

С точностью до постоянного множителя все эти величины имеют размерность интенсивности света, т. е. подобно вектору Пойнтинга представляют собой поток энергии через 1 см². В параметрах Стокса содержится полная информация об интенсивности, степени и форме поляризации пучка, которая может быть получена с помощью энергетического приемника. Это четыре вещественных числа, которые можно построить из квадратичных комбинаций двух комплексных чисел E_r и E_i . Для плоской волны все параметры Стокса легко представить через геометрические характеристики:

$$S_1 = a_l^2 + a_r^2 = a^2;$$

 $S_2 = a_l^2 - a_r^2 = a^2 \cos(2\beta) \cos(2\theta);$

(4.40)

 $S_3 = 2a_l a_r \cos \delta = a^2 \cos (2\beta) \sin (2\theta);$

$$S_4 = 2a_l a_r \sin \delta = a^2 \sin (2\beta).$$

В этом случае независимых параметров только три, так как имеет место соотношение

$$S_1^2 = S_2^2 + S_3^2 + S_4^2.$$

С помощью формул (4.40) по параметрам Стокса для плоской волны нетрудно определить величины, задающие направление колебаний Е в системе осей I и г или р и q. Параметры Стокса образуют полную совокупность величин, наблюдаемых в оптике *. Они особенно удобны для описания некогерентных пучков. Можно доказать, что при сложении таких пучков параметры Стокса суммарного пучка равны суммам параметров Стокса отдельных пучков:

$$S_1 = \sum_i S_{1i}; \ S_2 = \sum_i S_{2i}; \ S_3 = \sum_i S_{3i}; \ S_4 = \sum_i S_{4i}.$$

Первый параметр Стокса $S_1 -$ это интенсивность света. Часто используют нормированные параметры Стокса $\tilde{S}_i = S_i/S_1$, так как они — безразмерные величины (1, S_2/S_1 , S_3/S_1 , S_4/S_1). Их смысл легко увидеть из формул (4.40). Так, например, если $a_r = 0$, мы имеем дело с горизонтально поляризованным светом и его нормированные параметры Стокса равны (1, 1, 0, 0). Если $a_i = a_r$ и $\delta = 0$, свет поляризован под углом 45° (1, 0, 1, 0) и т. д. Для неполяризованного (естественного) света $S_2 = S_3 = S_4 = 0$. Вообще, все параметры реального пучка нетрудно определить с помощью анализатора и четвертьволновой пластинки. Сводку значений пара

8*

^{*} Стокс сформулировал это утверждение в виде принципа оптической эквивалентности: «два пучка с одинаковыми параметрами Стокса неразличимы». В работе [89] отмечается, что это утверждение неточно и что в некоторых интерференционных опытах подобные пучки можно различить. Это во всяком случае можно сделать с помощью устройств, в которых измеряются высшие корреляторы поля, например интерферометров Брауна и Твисса (в них измеряются корреляторы поля четвертого порядка).

метров Стокса для различных форм поляризованного света можно найти в работе [89] *.

4.2.2. МАТРИЦА РАССЕЯНИЯ

При рассеянии происходит линейное преобразование вектор-параметра падающего пучка S₀ в вектор-параметр рассеянного пучка S

$$S_i = F_{ik} S_{0k}.$$

В общем случае матрица преобразования произвольного четырехмерного вектора в другой четырехмерный вектор должна содержать 16 компонент. Можно доказать, однако, что в случае рассеяния на произвольной (неизменной) частице между 16 элементами матрицы существуют 9 соотношений, так что число независимых элементов составляет только 7. Однако при рассеянии на статистическом ансамбле частиц матрица может содержать все 16 независимых компонент. Если частицы или их ансамбль обладают элементами симметрии, число независимых параметров уменьшается и некоторые F_{ik} равны нулю. Этот вопрос был исследован Ф. Перреном и развит ван де Хюлстом [87] и Г. В. Розенбергом [75].

В простейшем случае однородной сферы 10 элементов матрицы F_{ik} равны нулю. Оставшиеся шесть зависят только от трех независимых величин: i_1 , i_2 и фазового сдвига $\delta = \sigma_1 - \sigma_2$ [см. формулы (4.47). Чтобы показать это, первые два вектор-параметра Стокса выберем в виде

$$l_{l} = E_{l}E_{l}^{*}; \ l_{r} = E_{r}E_{r}^{*}. \tag{4.41}$$

Величины *I*₁ и *I*_r связаны с *I* и *Q* в формулах (4.39) очевидными соотношениями

$$I = I_l + I_r; \ Q = I_l - I_r.$$

Поля E_r и E_l — комплексные составляющие вектора электрического поля волны, перпендикулярные и параллельные плоскости рассеяния.

В обозначениях (4.41) имеем для составляющих вектор-параметра Стокса рассеянного поля [см. (4.16)]

$$I_r = E_1 E_1^* \sin^2 \varphi \cdot E_0^2 / (k^2 r^2);$$

$$I_l = E_2 E_2^* \cos^2 \varphi \cdot E_0^2 / (k^2 r^2);$$

(4.42)

$$U = -(E_1 E_2^* + E_2 E_1^*) \sin \varphi \cdot E_0^2 \cos \varphi / (k^2 r^2);$$

$$W = i (E_2 E_1^* - E_1 E_2^*) \sin \varphi \cos \varphi \cdot E_0^2 / (k^2 r^2).$$

^{*} Следует учесть, что положительные направления вращения, принятые в работе [89] и у нас, — противоположны. Мы следуем определению, принятому в оптике мутных сред, т. е. называем поляризацию правой, если поле вращается по часовой стрелке для наблюдателя, смотрящего в направлении распространения, в «спину» пучку. О путанице в определении правого вращения см. [8, с. 53]).

В падающей волне

$$E_{or} = -E_0 \sin \varphi; \ E_{ol} = E_0 \cos \varphi. \tag{4.43}$$

и составляющие вектор-параметра Стокса ее будут

$$I_{0r} = \sin^2 \varphi \cdot E_0^2; \ I_{0l} = \cos^2 \varphi \cdot E_0^2;$$

$$U_0 = -2 \sin \varphi \cos \varphi \cdot E_0^2; \ W_0 = 0.$$
(4.44)

Введем обозначения [см. формулы (4.21)]:

$$i_{1} = E_{1}E_{1}^{*}; \quad i_{2} = E_{2}E_{2}^{*};$$

$$V = E_{1}E_{2}^{*} + E_{2}E_{1}^{*}; \quad \eta = -i(E_{1}E_{2}^{*} - E_{2}E_{1}^{*}).$$
(4.45)

Если, кроме того, ввести фазы σ_1 и σ_2 комплексных чисел E_1 и E_2 , то

$$E_{1} = \sqrt{i_{1}} e^{i\sigma_{1}}; E_{2} = \sqrt{i_{2}} e^{i\sigma_{2}}. \qquad (4.46)$$

Нетрудно показать, что компоненты вектор-параметра Стокса в рассеянном поле связаны с его компонентами в падающем пучке (эти компоненты отмечены индексом нуль) следующими соотношениями:

$$I_{r} = I_{0r}i_{1}/(k^{2}r^{2}); \ I_{l} = I_{0l}i_{2}/(k^{2}r^{2});
U = (U_{0}\cos\delta - W_{0}\sin\delta)\sqrt{i_{1}i_{2}}/(k^{2}r^{2});
W = (U_{0}\sin\delta - W_{0}\cos\delta)\sqrt{i_{1}i_{2}}/(k^{2}r^{2}).$$
(4.47)

Здесь

$$\delta = \sigma_1 - \sigma_2. \tag{4.48}$$

Таким образом, матрица рассеяния Fik имеет вид

$$F_{ik} = (1/k^2 r^2) \begin{pmatrix} i_1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & i_2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{i_1 i_2} \cos \delta & -\sqrt{i_1 i_2} \sin \delta \\ 0 & 0 & \sqrt{i_1 i_2} \sin \delta & -\sqrt{i_1 i_2} \cos \delta \end{pmatrix}.$$
 (4.49)

Величины i_1 и i_2 определяются формулами (4.45), фазовый сдвиг δ — по (4.48).

Компоненты матрицы рассеяния Fik выражаются следующими формулами:

$$F_{11} = i_1/(k^2r^2); \quad F_{12} = F_{13} = F_{14} = 0;$$

$$F_{22} = i_2/(k^2r^2); \quad F_{21} = F_{23} = F_{24} = 0;$$

$$F_{33} = V/(2k^2r^2); \quad F_{34} = -\eta/(2k^2r^2); \quad F_{31} = F_{32} = 0; \\ F_{43} = \eta/(2k^2r^2); \quad F_{44} = -V/(2k^2r^2); \quad F_{41} = F_{42} = 0.$$

Формулы (4.50) позволяют рассчитать S рассеянного пучка по S_0 падающего пучка, причем они описывают преобразование пучков с любым состоянием поляризации.

Приведем формулы для определения с помощью величин (4.45) интенсивности *I*, степени поляризации *p* и степени эллиптичности *q* рассеянного пучка света:

а) для рассеяния линейно поляризованного пучка

$$I_{r} = I_{0}i_{1}\sin^{2}\varphi/(k^{2}r^{2});$$

$$I_{l} = I_{0}i_{2}\cos^{2}\varphi/(k^{2}r^{2});$$

$$I = I_{0}(i_{1}\sin^{2}\varphi + i_{2}\cos^{2}\varphi)/(k^{2}r^{2});$$

$$p = (i_{1}\sin^{2}\varphi - i_{2}\cos^{2}\varphi)/(i_{1}\sin^{2}\varphi + i_{2}\cos^{2}\varphi);$$

$$q = (\sin \varphi \cos \varphi \cdot \eta) / (i_1 \sin^2 \varphi + i_2 \cos^2 \varphi);$$

б) для рассеяния естественного пучка

$$I_r = I_0 i_1 / (2k^2 r^2); \quad I_l = I_0 i_2 / (2k^2 r^2);$$
$$I = I_0 (i_1 + i_2) / (2k^2 r^2);$$

(4.52)

(4.51)

(4.50)

 $p = (i_1 - i_2)/(i_1 + i_2); q = 0.$

Наибольший практический интерес представляет расчет интенсивности и степени поляризации при рассеянии естественного пучка. Как видно, расчет этих основных характеристик с помощью величин (4.45), особенно прост.

4.3. ПРЕДЕЛЬНЫЕ СЛУЧАИ МАЛЫХ И БОЛЬШИХ ЧАСТИЦ

4.3.1. МАЛЫЕ ЧАСТИЦЫ

Формулы, приведенные выше, представляют первичные гидрооптические характеристики частиц морской взвесн как бесконечные суммы слагаемых, соответствующих отдельным парциальным волнам. Расчеты полей по точным формулам представляют довольно сложное дело. Например, для типичной биологической частицы радиусом 10 мкм и для света с длиной волны $\lambda = 0,546$ мкм дифракционный параметр $\rho = 115$ и в суммах надо удержать 140 членов. При этом, так как результирующее поле есть результат интерференции 140 парциальных волн, необходимо каждую волну рассчитать с большой точностью, так как отдельные слагаемые почти полностью гасят друг друга. В настоящее время подобные расчеты выполняют на ЭВМ, и результаты их представляют в виде таблиц рассеянных полей или яркостей рассеянного света.

В теории рассеяния света частицами большое значение придается предельным случаям, когда общие формулы могут быть значительно упрощены. Эти случаи зависят от значений *m* и ρ — основных параметров задачи. Общее рассмотрение различных предельных случаев проведено у ван де Хюлста [87]. Мы ограничимся теми из них, которые важны для оптики океана.

Заметим, что, поскольку формулы (4.12) представляют общее решение задачи дифракции на сфере, все предельные случаи следовало бы получить просто из этих формул. Это действительно удается сделать для случаев, рассматриваемых в настоящем разделе.

Рассмотрим случай предельно малых частиц, относительные показатели преломления которых *m* тоже невелики, так что выполняются два условия:

(4.53)

6) $|m\rho| \ll 1$.

При выполнении этих двух условий мы придем к знаменитому релеевскому рассеянию, которое было впервые исследовано Релеем в 1871 г. Оно очень похоже на молекулярное рассеяние света чистой водой, которое мы изучали в главе 3. В оптике моря оба условия практически совпадают. Однако, вообще говоря, они независимы, и если условие б) не будет выполнено, то как индикатриса, так и все остальные величины, описывающие рассеяние, будут существенно отличаться от релеевских. Если оба условия имеют место, то, разлагая цилиндрические функции, входящие в формулы (4.13), для c_l и b_l в ряд по малому аргументу, получим (см. [90])

$$c_1 = \rho^3 (m^2 - 1) / (m^2 + 2); \ c_2 = \rho^5 (m^2 - 1) / [18 (2m^2 + 3];$$

(4.54)

$$b_1 = -\rho^5 (m^2 - 1)/3\theta.$$

Так как $\rho \ll 1$, то коэффициент c_1 значительно больше всех остальных. Ограничиваясь учетом только этого первого члена и замечая, что $Q_1(0) = 1$, а $S_1(\theta) = -\cos \theta$, найдем

$$E_{\varphi} = - \left[(\sin \varphi \cdot E_{\varphi} e^{-ikr})/r \right] k^2 a^3 \left[m^2 - 1 \right] / (m^2 + 2) \right];$$

$$E_{\theta} = (\cos \varphi \cos \theta \cdot E_{\varphi} e^{-ikr}/r) k^2 a^3 \left[(m^2 - 1)/(m^2 + 2) \right].$$
(4.55)

Это выражение совпадает с формулой для поля колеблющегося диполя на большом расстоянии от него (в волновой зоне). Этот диполь возбужден в шаре постоянным (вдоль шара) полем, которое периодически изменяется с частотой ω . Формулы (4.55) мы использовали в главе 3.

При увеличении размеров частицы наряду с электрическим дипольным излучением необходимо учитывать дипольное магнитное, квадрупольное электрическое и последующие парциальные волны. Распределение электрических силовых линий для первых восьми парциальных волн были указаны Г. Ми. Они приведены в книгах М. Борна и Е. Вольфа [8], В. В. Шулейкина [127]. Наглядное объяснение этих картин силовых линий было дано Я. И. Френкелем в 1946 г. Оно приведено в работе [90].

Обратимся теперь к индикатрисе рассеяния. Для линейно поляризованного света из (4.55) получим

$$I(\theta, \ \varphi) = I_0 \frac{16\pi^4 a^6}{\lambda^4 r^2} \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right|^2 (1 - \sin^2 \gamma \cos^2 \varphi).$$
(4.56)

Индикатрису рассеяния естественного света можно получить из уравнения (4.56) усреднением по ф. Выполнив это усреднение, получим

$$I_{1} = I_{0} \frac{9\pi^{2} v^{2}}{\lambda^{4} r^{2}} \left| \frac{m^{2} - 1}{m^{2} + 2} \right|^{2} \frac{1}{2};$$
(4.57)

$$I_2 = I_0 \frac{9\pi^2 v^2}{\lambda^4 r^2} \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right|^2 \frac{\cos^2 \gamma}{2}.$$

Полная индикатриса будет:

$$I(\gamma) = I_0 \frac{9\pi^2 v^2}{\lambda^4 r^2} \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right|^2 \frac{1 + \cos \gamma}{2}$$
(4.58)

Отсюда для показателя рассеяния в данном направлении $\sigma(\gamma)$ и для полного о при релеевском рассеянии в расчете на одну частицу имеем

$$\sigma (\gamma) = \sigma (90^{\circ}) (1 + \cos^{2} \gamma);$$

$$\sigma (90^{\circ}) = \frac{8\pi^{4}a^{6}}{\lambda^{4}} \left| \frac{m^{2} - 1}{m^{2} + 2} \right|^{2};$$
 (4.59)

$$c = \frac{16\pi}{3} \sigma (90^{\circ}).$$

Формулы (4.59) относятся к показателю рассеяния малой прозрачной частицы. Заметим, что из них следует, что при релеевском рассеянии для ослабления не выполняется один из основных законов коллоидной оптики — закон Бера. Согласно этому закону показатель $\varepsilon \sim q$, где q — плотность ослабляющего вещества. Из формул (4.59) видно, что $\varepsilon \sim q^2/N$, N — число частиц в 1 см³. Если показатель поглощения вещества частицы $k \neq 0$, то наряду с рассеянием будет иметь место и поглощение света частицей. Полный показатель ослабления ε при вещественном о будет равен

$$\varepsilon = x + \sigma = \pi a^2 4\rho \operatorname{Im} \left[-q \left(1 + \frac{3}{5} \rho^2 q - i \frac{2\rho^3}{3} q + \ldots \right) + \frac{\rho^2}{30} q \left(m^2 + 2 \right) - \frac{\rho^2}{6} q \left(\frac{m^2 + 2}{2m^2 + 3} \right) + \ldots \right]; \quad q = \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2}. \quad (4.60)$$

Если частица не поглощает (k = 0), то $\varepsilon = \sigma$ и формула (4.60) переходит в (4.59). Если k не очень мало, то

$$e = \pi a^2 \cdot 4\rho \operatorname{Im} \frac{1 - m^2}{m^2 + 2} = \frac{36\pi nk}{|m^2 + 2|^2} \frac{v}{\lambda}.$$
 (4.61)

В этом случае показатель ослабления $\varepsilon \gg \sigma$ и практически равен ж. Он пропорционален объему частицы v, а не v^2 , как показатель рассеяния. При наличии поглощения закон Бера будет выполняться. При этом изменяется также зависимость ε от λ : вместо λ^{-4} мы имеем λ^{-1} *.

4.3.2. БОЛЬШИЕ ЧАСТИЦЫ

Обратимся теперь к другому предельному случаю, случаю $\rho \gg 1$. Мы уже отмечали, что при этом все амплитуды парциальных волн до $l \sim \rho$ примерно одного порядка, и, следовательно, все они должны приниматься во внимание. Это означает, например, что для фитопланктона с a = 100 мкм в суммах (4.12) необходимо удерживать тысячи членов. Вычисления возможны только при использовании специальных ЭВМ и очень сложны. Очевидно, необходимо искать какие-то приближенные методы для этого предельного случая. Крупные частицы с интересующей нас точки зрения ничем не отличаются от маленьких сферических линз, для расчетов которых успешно применяются методы геометрической оптики. Естественно попытаться применить эти методы и для анализа рассеяния света на шарах с $\rho \gg 1$.

Обоснование этой методики дано в работе [90, гл. 7, § 2]. Там строго показано, что если в дифракционных формулах перейти к пределу $\rho = \infty$, то интенсивность света, рассеянного «внутренним» пучком, в точности получается той, которая следует из формул геометрической оптики.

«Внутренний» пучок испытывает многократные отражение и преломление. Пучки, вышедшие при этом из частицы, будут наблюдаться как рассеянный свет. Интенсивность их может быть рассчитана по формулам Френеля. Подробно вся картина отраженных и преломленных пучков рассмотрена в работе [90]. Отметим некоторые важные обстоятельства. Обратимся к рис. 4.5. Пусть на сфери-

^{*} Мы говорим о той части зависимости, которая связана с дифракцией. Полный спектральный ход σ и є содержит еще функции $n(\lambda)$ и $k(\lambda)$ в соответствии с формулами (4.59) и (4.61).

ческую частицу в направлении Ox падает параллельный пучок света. Возьмем какую-нибудь из плоскостей, проходящих через центр частицы и содержащих направление Ox. Будем называть все лучи, вышедшие из частицы, производными луча, первоначально упавшего на частицу. Отраженный луч будет первым производным, луч, дважды преломленный, — вторым производным и т. д. Легко видеть, что угол поворота $\gamma^{(k)}$ производного луча k-того порядка определяется по формуле

 $v^{(k)} = (k-2)\pi + 2[\varphi - (k-1)\psi], \ k \ge 2.$



Рис. 4.5. Образование производных лучей при падении плоского пучка лучей на каплю. На рисунке индексами 0, 1, 2 последовательно показаны: упавший луч, первый и второй

производные лучи.

Здесь φ и ψ — соответственно углы падения и преломления лучей. Для отраженного пучка угол рассеяния

$$\gamma^{(1)} = \pi - 2\varphi.$$
 (4.63)

(4.62)

Интенсивность его на бесконечно удаленной сфере наблюдения радиуса R будет

$$I_{s,\,\rho}^{(1)} = \frac{a^2}{4R^2} \, l^0 r_{s,\,\rho}. \tag{4.64}$$

Мы отличаем лучи с различными состояниями поляризации — sи p-лучи. Эти лучи имеют различные коэффициенты отражения $r_{s, p}$ и преломления $d_{s, p}$. По формуле (4.64) интенсивность отраженного света определяется геометрическим фактором — множителем $a^2/4$ (разворотом первоначально плоского пучка) и коэффициентом отражения $r_{s, p}$. Все производные лучи с k > 1 испытывают (k - 2) отражений и 2 преломления. Пусть dF^0 есть поток, первоначально упавший на полоску частицы с угловой шириной $d\phi$, площадь ее

 $ds_0 = \pi a^2 \sin 2\varphi \, d\varphi$. Доля его, выходящая из частицы в лучах *k*-того порядка, будет

 $dF^0 \cdot r^{k-2} d^2 = I_0 \cos \varphi \cdot ds_0 \cdot r^{k-2} d^2.$

Пространственное распределение интенсивности k-тых производных лучей определяется формулой

$$I^{(k)} = dF^0 \cdot r^{k-2} d^2 / dS^{(k)}.$$

Здесь $dS^{(k)}$ есть площадь той части сферы наблюдения, на которую попадают k-тые производные лучей, первоначально упавшие на полосу $d\varphi$. Очевидно, имеем

$$dS^{(k)} = 2\pi R^2 \sin \gamma^{(k)} \, d\gamma^{(k)}; \qquad (4.64')$$

$$d\gamma^{(k)} = \frac{d\gamma^{(k)}}{d\varphi} d\varphi = 2\left(1 - \frac{k-1}{n} \frac{\cos\varphi}{\cos\psi}\right)d\varphi.$$

Для интенсивности I^(k) получим

$$I^{(k)} = \frac{dF^0 \cdot r^{k-2} d^2}{2\pi \sin \gamma^{(k)} |d\gamma^{(k)}/d\varphi| d\varphi} = \frac{a^2}{4R^2} I^0 r^{k-2} d^2 |\Theta^{(k)}|.$$
(4.65)

Величина $4/(a^2|\Theta^{(k)}|)$ определяет геометрически разворот лучей в k-том порядке. Полная интенсивность света в работе [90] определяется суммой интенсивности всех производных лучей, рассеянных в данном направлении. Это требует пояснения. Ведь все лучи когерентны и нужно было бы складывать поля, а не интенсивности. В действительности, поскольку мы рассматриваем случай $\rho = \infty$ за счет различных «шероховатостей» интерференционный член между полями разных порядков исчезает и сложение интенсивностей правильно. Это та же причина, почему мы в оптике не наблюдаем интерференцию в толстых пластинках.

Введем величины $x_{s,p}^{(k)}$ по формуле

$$x_{s,p}^{(k)} = \frac{I_{s,p}^{(k)}}{I_{s,p}^{0}} \frac{4R^{2}}{a^{2}} = r_{s,p}^{(k)} d_{s,p}^{2} \left| \Theta^{(k)} \left(\gamma \right) \right|.$$
(4.66)

С помощью этих величин геометро-оптический показатель $\sigma_{ro}(\gamma)$, индикатриса $x_{ro}(\gamma)$ и степень поляризации рассеянного света $p_{ro}(\gamma)$ при облучении естественным пучком будут

$$x_{s, p}(\gamma) = \sum_{k=1}^{\infty} x_{s, p}^{(k)}(\gamma); \ x_{ro}(\gamma) = \frac{1}{2} [x_s(\gamma) + x_p(\gamma)];$$
(4.67)

$$\sigma_{\rm ro}(\gamma) = \frac{a^2}{4} x_{\rm ro}(\gamma); \quad p_{\rm ro}(\gamma) = \frac{x_s(\gamma) - x_\rho(\gamma)}{x_s(\gamma) + x_\rho(\gamma)}.$$

Значения x_{го} (у) и p_{го} (у) для типичных частиц морской взвеси приведены в табл. 4.1 (учтены только два порядка). Графики инди-

Таблица 4.1

ИНДИКАТРИСА	xro (V)	И	СТЕПЕНЬ	поляриза	ции	РАССЕЯННОГО	CBETA	$p_{ro}(\gamma)$
	ВΓ	EO	METPO-OIT	тическом	ПРИ	БЛИЖЕНИИ		••

v	m	= 1,02	<i>m</i> =	1,05	<i>m</i> = 1,15		
	<i>x</i> _{ΓΟ} (γ)	ρ _{ΓΟ} (γ)	<i>x</i> _{ΓΟ} (γ)	ρ _{ΓΟ} (γ)	× _{ΓΟ} (γ)	ρ_{ΓΟ} (Υ)	
0 5 10 15 20 30 40 60 80 100 120 140 160 180	$\begin{array}{c} 2,451 & 3\\ 7,558 & 1\\ 5,756 \\ 7,832 & -1\\ 6,755 & -2\\ 1,169 & -2\\ 4,216 & -3\\ 4,216$	$\begin{array}{c} 0\\ 0\\6,167\\ -3\\ -1,258\\ -2\\ 4,382\\ -2\\ 1,804\\ -1\\ 3,003\\ -1\\ 9,554\\ -1\\ 9,554\\ -1\\ 9,307\\ -1\\ 5,872\\ -1\\ 2,546\\ -1\\ 6,041\\ -2\\ 0\\ \end{array}$	$\begin{array}{r} 4,417 & 2\\ 1,364 & 2\\ 2,488 & 1\\ 6,168 \\ 1,816 \\ 1,035 & -1\\ 1,802 & -2\\ 4,359 & -3\\ 1,553 & -3\\ 1,553 & -3\\ 8,455 & -4\\ 6,530 & -4\\ 6,530 & -4\\ 6,042 & -4\\ 5,954 & -4\\ 5,949 & -4\\ \end{array}$	$\begin{array}{c} 0 \\ -1,833 & -3 \\ -6,833 & -3 \\ -1,394 & -2 \\ -2,065 & -2 \\ 5,135 & -2 \\ 3,510 & -3 \\ 6,843 & -1 \\ 9,721 & -1 \\ 9,137 & -1 \\ 9,137 & -1 \\ 5,697 & -1 \\ 2,469 & -1 \\ 5,912 & -2 \\ 0 \end{array}$	$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	$\begin{array}{c} 0\\ -1,121 & -3\\ -5,882 & -3\\ -1,375 & -2\\ -2,386 & -2\\ -4,866 & -2\\ -4,866 & -2\\ -6,051 & -2\\ 8,042 & -1\\ 9,981 & -1\\ 8,570 & -1\\ 5,173 & -1\\ 2,238 & -1\\ 5,379 & -2\\ 0\end{array}$	

катрисы и степени поляризации для типичных частиц морской взвеси указаны на рис. 4.6. Из этой таблицы видно, что, когда k = 0, т. е. частица прозрачна и *m* близко к 1, геометрооптическая индикатриса сильно вытянута вперед.

В некоторых углах рассеяния $x(\gamma)$ обращается в бесконечность. Это те направления, в которых знаменатель в $\Theta^{(k)}$ обращается в нуль. Эти направления определяются из условия (4.64):

$$1-\frac{k-1}{n}\frac{\cos\varphi}{\cos\psi}=0,$$

которое может быть переписано в виде

$$\cos \varphi = \sqrt{\frac{n^2 - 1}{k^2 - 2k}}.$$
 (4.68)

Оно совпадает с известным условием, определяющим положение радуг. Угол рассеяния $\gamma_{pea}^{(k)}$, под которым наблюдается радуга в *k*-том порядке, и степень поляризации света в радугах p_k легко определить по формулам (4.68) и (4.62) и по формуле (4.69):

$$p_{k} = \frac{A-1}{A+2}; \quad A(m, k) = \left(\frac{k-1+m^{2}}{mk}\right)^{4} \left(\frac{(k-2)(k-1+m^{2})}{k(k-1-m^{2})}\right)^{2k-4}.$$
(4.69)

В табл. 4.2 приведены точные значения $\varphi_{paa}^{(k)}$, $\gamma_{paa}^{(k)}$ и p_k , относящиеся к частицам морской взвеси. Для этих величин можно

получить приближенные формулы, если положить $m = 1 + \alpha$ и считать $\alpha \ll 1$. Из формул (4.68) и (4.62) легко найдем

$$\varphi_{\text{pag}}^{(k)} = \pi/2 - \sqrt{2\alpha}/\sqrt{k^2 - 2k}; \quad \gamma_{\text{pag}}^{(k)} = 2\sqrt{2\alpha}\sqrt{k^2 - 2k}. \quad (4.70)$$



Рис. 4.6. Индикатриса и степень поляризации рассеянного света по геометрической оптике для типичных частиц, морской взвеси.

Для оценки точности формулы (4.70) заметим, что при m = 1,02 для $\gamma_{\text{рад}}^{(k)}$ при k = 3; 4; 5 по формуле (4.70) найдем 39°42',

ү<mark>(</mark>) үрад Ф<mark>(*k*)</mark> Фрад P & % k 1,02 1,05 1,15 1.02 1,05 1,15 1,02 1,05 1.15 3 4 83°20' 79°21 / 70°52' 39°17' 61°08′ 100°47' 39,4 4,19 11,1 100 13 171 29 10,9 85 56 83 29 78 26 64 14 4,16 36.5 5 89 51 85 15 81 35 131 34 4,15 35,8 90 37 137 20 10,8

Таблица 4.2

64°48' и 88°45'. Эти значения близки к значениям, указанным в табл. 4.2. Приблизительно $\gamma_{paa}^{(k)} = 2\sqrt{2\alpha}(k-1)$, т. е. при увеличении порядка k угол, под которым наблюдается радуга, поворачивается на $2\sqrt{2\alpha}$. При малом α величина A(n, k) и степень поляризации света в радуге p_k будут $A = 1 + 4\alpha$; $p_k = (A-1)/(A + +1) = 2\alpha$. По этой формуле величина p_k для трех случаев, рассмотренных в табл. 4.2, равна 4, 10 и 30 %. Эти цифры близки к указанным в табл. 4.2. Таким образом, для частиц морской взвеси при m, стремящемся к единице, углы падения лучей, дающих ра-



дугу, приближаются к $\pi/2$, а направление первой радуги стремится к $\gamma = 0$. В отличие от случая m = 1,3300, рассмотренного в работе [90], степень поляризации света в радугах мала и примерно одинакова во всех порядках.

Вернемся теперь к «внешнему» пучку, дифрагированному на контуре частицы. В работе [90, л. 6, § 2] пока-

Рис. 4.7. Распределение интенсивности при дифракции на сфере. Во врезке в правом верхнем углу приведена фотография дифрагированного пучка.

зано, что если в точных суммах (4.12) устремить $\rho \rightarrow \infty$ и $\gamma \rightarrow 0$, так, чтобы $\rho \gamma = z$ было конечно, то интенсивность рассеянного света будет

$$I_{\rm A}(\gamma) = I_0 a^2 J_1^2(\rho \gamma) / \gamma^2. \tag{4.71}$$

Для показателя $\sigma_{a}(\gamma)$, таким образом, получим

$$\sigma_{\mathbf{A}}(\mathbf{y}) = a^2 \rho^2 F(z)/4; \ F(z) = [2J_1(z)/z]^2, \ z = \rho \mathbf{y}, \tag{4.72}$$

где $J_1(z)$ — первая бесселева функция. График функции F(z) представлен на рис. 4.7. Мы видим, что с ростом z функция F(z) быстро убывает, практически все ее значения сосредоточены в области z < 6. Это означает, что свет, дифрагированный контурами частицы, сосредоточен в области углов рассеяния $\gamma < \gamma^0 = 6/\rho$. В частности, для упомянутой выше биологической частицы с $\rho = 115$ угол $\gamma^0 = 0.052$ рад = 3^0 . Показатель рассеяния прямо вперед $\sigma_{a}(0)$ и полный показатель рассеяния σ_{a} будут

$$\sigma_{\rm A}(0) = \pi^2 a^4 / \lambda^2; \ \sigma_{\rm A} = \pi a^2.$$
 (4.73)

Часто необходимо знать поток энергии $\Phi(z)$, рассеянный в конусе с углом раствора γ . Для него в работе [90, с. 149] указана формула

$$\Phi(z) = \pi a^2 \left[1 - J_0^2(z) - J_1^2(z) \right]. \tag{4.74}$$

Полный показатель рассеяния большой частицы

 $\sigma(\gamma) = a^2 [x(\gamma) + \rho^2 F(z)]/4; \ \sigma = 2\pi a^2.$ (4.75)

Добавим, что, как показано в работе [119], область применения асимптотической формулы (4.72) может быть существенно расширена, если в нее ввести поправочный множитель $q(\rho, m) = K^2(\rho, m)/4$, где $K(\rho, m)$ — поперечник ослабления частицы. Усовершенствованная формула имеет вид

$$I_{\mu}(\gamma) = I_0 \left[a^2 / (4\gamma^2) \right] K^2(\rho, m) J_1^2(\rho, m).$$
 (4.76)

Для m = 1,33 она годится уже для $\rho \ge 5$, тогда как граница применимости (4.72) в 4—6 раз больше. Очень важно, что поправка q, введенная в работе [119], не зависит от угла γ — она не изменяет угловую структуру рассеянного пучка.

4.4. «МЯГКИЕ» ЧАСТИЦЫ

4.4.1. ПРИБЛИЖЕНИЕ РЕЛЕЯ-ГАНСА*

В этом разделе мы рассмотрим два других предельных случая, в которых задача о рассеянии света однородной сферой имеет несложное решение. Оба эти случая относятся к частицам с m, близким к 1. Такие частицы называются оптически «мягкими». Хотя формулы (4.12) годятся для любых m, в том числе и $m \approx 1$, мы в обоих случаях будем строить решения, исходя из непосредственной физической картины явления. Этот путь представляется нам более наглядным, чем формальный вывод из общих соотношений (4.12).

В начале этой главы мы привели точное решение задачи дифракции на шаре. В основе изложенного метода лежит использование криволинейных координат, в которых граничные условия задачи могут быть записаны наиболее простым образом. Этот прием, однако, не может быть распространен на частицы неправильной формы. Другим его недостатком, как мы видели, является громоздкость окончательных формул, даже для случая небольших частиц.

В настоящем разделе мы укажем другой метод исследования задачи о рассеянии света на частице — метод интегродифференциального уравнения. Этот общий метод применим к «мягким»

^{*} Релей и Ганс использовали рассматриваемый ниже прием в первом приближении. Последовательно метод может быть развит. с помощью интегродифференциального уравнения, указанного в работе [90, гл. 8]. Недавно Аквиста [131] с помощью этого уравнения решил задачу во втором приближении. В квантовой механике близкий метод называется приближением Борна.

частицам малых и средних размеров. Данный случай является важным для примесей в океане и в атмосфере. Он позволяет получить простое решение для шаров и для частиц нешаровой формы. Для небольших оптически мягких частиц этот метод был развит в работе [90, гл. 8]. Ниже в главе 5 мы применим его к анализу рассеяния света ансамблем, «мягких» частиц произвольной формы.

В работе [90] показано, что в стационарном случае уравнения Максвелла могут быть сведены к следующему интегродифференциальному уравнению для электрического поля:

$$\mathbf{E}_{\mathbf{s}\phi}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_{0}e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}} + \operatorname{rot}\operatorname{rot}\int_{V} \alpha \mathbf{E}_{\mathbf{s}\phi}(\mathbf{r}') \frac{e^{-i\mathbf{k}R}}{R} d\mathbf{r}' - \frac{8\pi}{3} \alpha \mathbf{E}_{\mathbf{s}\phi}(\mathbf{r}). \quad (4.77)$$

Здесь $E_{0}e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}}$ — электрическое поле падающей волны; $E_{3\Phi}(\mathbf{r})$ — эффективное электрическое поле по всему пространству, включая рассенвающий объем V; $R = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ — расстояние между точкой наблюдения и точкой рассенвающего объема; α — удельная поляризуемость вещества частиц, $\alpha = (3/4\pi) |(m^2 - 1)/(m^2 + 2)|$.

Если ввести операцию rot rot под знак интеграла, то согласно правилу дифференцирования такого типа интегралов (см. [8, приложение V]) уравнение (4.77) примет вид

$$\mathbf{E}_{\mathbf{s}\mathbf{\phi}}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_{\mathbf{0}}e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}} + \int_{V} \operatorname{rot}\operatorname{rot}\alpha\mathbf{E}_{\mathbf{s}\mathbf{\phi}}(\mathbf{r}') \frac{e^{-i\mathbf{k}R}}{R} d\mathbf{r}'. \qquad (4.78)$$

Для оптически мягкой частицы параметр α мал. Примем также, что фазовый сдвиг δ на частице невелик, т. е. что выполняются неравенства

$$|m-1| \ll 1; \ \delta = 2\rho |m-1| \ll 1.$$
 (4.79)

Будем строить решение внутри и вне частицы в виде рядов по α . Тогда для вычисления первого приближения в рассеянном поле мы должны взять нулевое приближение во внутреннем поле $E_{3\Phi} = E_0 e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}}$. Когда точка наблюдения находится в зоне дифракции Фраунгофера, нетрудно показать (см. [90]), что поле E_p , рассеянное частицей объема v, будет

$$\mathbf{E}_{\mathbf{p}} = \alpha \left[4\pi^2 / (\lambda^2 R) \right] v e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}} \mathbf{E}_{0\perp} R (q). \tag{4.79a}$$

Здесь $E_{0\perp} = E_0 - R_0(R_0, E_0); |R_0| = 1; R(q) = (3/q^3) (\sin q - q \cos q); q = (4\pi a/\lambda) \sin(\gamma/2).$

Переходя от поля к интенсивности, легко найдем, что при рассеянии линейно поляризованного света интенсивность рассеянного света будет

$$I = I_0 |\alpha|^2 (16\pi^4/\lambda^4) v^2 (1 - \sin^2 \gamma \cos^2 \varphi) R^2(q).$$
 (4.80)

Эта формула отличается от (4.56) для релеевского рассеяния только множителем $R^2(q)$. Появление этого множителя нетрудно объяснить. Речь идет о частицах, показатели преломления которых близки к показателю преломления среды, а размеры не слишком велики. При этом каждый малый элемент объема частицы дает релеевское рассеяние. Так как излучения разных элементов когерентны, то волны, рассеянные ими, интерферируют между собой и частично гасят друг друга из-за различия положения элементов в пространстве. В результате этого в формуле для поля появляется множитель $R(\gamma)$, называемый фактором внутренней интерференции. С помощью (4.80) для $\sigma(\gamma)$ и σ легко найдем:

$$\sigma(\gamma) = \sigma(90^{\circ}) (1 + \cos^{2} \gamma) R^{2} (\gamma) / R^{2} (90^{\circ});$$

$$\sigma(90^{\circ}) = (8\pi^{4}a^{6}/\lambda^{4}) |(m^{2} - 1)/(m^{2} + 2)|^{2} R^{2} (90^{\circ});$$
(4.81)

$$\sigma = (9a^2/16\pi) |(m^2 - 1)/(m^2 + 2)|^2 F^{(1)}(z), \ z = 4\rho = 8\pi a/\lambda;$$

$$F^{(1)}(z) = (2\pi^2/z^2) [z^4/4 + 5z^2 + (4z^2 - 16)(ci z - \ln z - c) - 2z \sin z + 14(cos z - 1)], \qquad (4.82)$$

ci
$$z = -\int_{z}^{\infty} (\cos t/t) dt$$
.

Таблицы функций R(q) и $F^{(1)}(z)$ приведены в работе [90, с. 239]. Сравнение данных расчета по формулам (4.81), (4.82) с точными значениями работы [123] показывают, что для m = 1,15 расхождение между приближенными и точными значениями не превышает 15—20 % во всем диапазоне углов рассеяния, если $\rho \leq 2$, а для m = 1,02 формулы (4.81), (4.82) годятся до $\rho = 5$.

4.4.2. ПРИБЛИЖЕНИЕ ФИЗИЧЕСКОЙ ОПТИКИ *

Сохраним теперь условие $|m-1| \ll 1$, однако будем считать, что фазовый сдвиг б может иметь любые значения. Следовательно, р должно быть велико. Таким образом, речь идет о больших оптиче-



Рис. 4.8. Прохождение плоской волны через «мягкую» сферу.

ски мягких частицах. Для таких частиц можно принять, что луч, пересекая ее, не изменяет своего направления, т. е. не испытывает преломления и отражения (коэффициент отражения стремится к нулю при $m \rightarrow 1$). Возмущение, которое вносит частица, сводится только к изменению фазы волны. Луч, пересекающий частицу в точке, полярный угол которой равен τ (рис. 4.8), приобретет по

9 Заказ № 244

^{*} Ван де Хюлст [87] называет этот случай аномальной дифракцией. В нем световое возмущение рассчитывается как интерференция лучей с нанизанными на них фазами. Это обычный приближенный прием, с помощью которого решаются дифракционные задачи в физической оптике.

сравнению с невозмущенным полем разность фаз $\delta \sin \tau$, а поле приобретет множитель $e^{-i\delta \sin \tau}$.

Чтобы найти поле во фраунгоферовом приближении, мы должны суммировать все параллельные лучи, прошедшие через частицу *. Таким образом для поля, рассеянного вперед, найдем (см. [13, с. 830])

$$E(0) = i\rho^2 \int_0^{\pi/2} (1 - e^{-i\delta \sin \tau}) \sin \tau \cos \tau \, d\tau = i\rho^2 R \, (i\delta);$$

$$R(x) = \frac{1}{2} + \frac{e^{-x}}{x} + \frac{(e^{-x} - 1)}{x^2}.$$

Рис. 4.9. Зависимость поперечника рассеяния типичных частиц морской взвеси от фазового сдвига о. На рисунке также указана предельная кривая для m=1.

Для любых волн имеет место так называемая оптическая теорема, которая связывает поле, рассеянное прямо вперед, и показатель ослабления k (см. [90, с. 139]). В наших обозначениях

$$k = \pi a^2 (4/\rho^2) \operatorname{Im} [E(0)]. \tag{4.84}$$

Отсюда для поперечника ослабления К(р, m) большой «мягкой» частицы найдем

$$K(\delta) = 2 - (4/\delta) \sin \delta + (4/\delta^2) (1 - \cos \delta). \tag{4.85}$$

Имеет место принцип подобия — поперечник ослабления зависит не в отдельности от р и *m*, а от величины δ (см. [90, с. 218]).

^{*} Это соответствует полю в фокусе собирающей линзы.

График функции К(δ) дан на рис. 4.9. Экстремумы функции указаны в табл. 4.3. Они определяются как корни уравнения

 $(2/\delta^2)(\cos \delta - 1) + (2/\delta)\sin \delta - \cos \delta = 0.$

Таблица 4.3

ЭКСТРЕМУМЫ КРИВОЙ ОСЛАБЛЕНИЯ **8*** И ЗНАЧЕНИЕ К(8*) В ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ Точках

Номер экстремума	ð*	K (ð*)	Номер экстремума	ô*	K (ô*)	
1 2 3 4	4,086 7,634 10,79 14,00	3,173 1,542 2,404 1,734	5 6 7	17,16 20,33 23,52	2,246 1,814 2,178	

При больших δ они приблизительно совпадают с корнями уравнения tg $\delta = \delta/2$, т. е. близки к точкам $\delta = 2k\pi \pm \pi/2$. Для 6 и 7 экстремумов найдем: 20,42; 23,56, что близко к значениям, указанным в табл. 4.3. Для малых и больших δ имеем

 $K = \begin{cases} (\delta^2/2) \, (1 - \delta^2/18 + \ldots), & \delta \ll 1; \\ 2 \, [1 - (2/\delta) \sin \delta], & \delta \gg 1. \end{cases}$

Для больших частиц ($\rho \to \infty$) $K \to 2$. Это правильное значение. Для малых частиц $K \sim \rho^2 \sim \lambda^{-2}$, что неверно, так как K здесь должен быть $\sim \rho^4$ (релеевская зависимость). Эта ошибка — следствие того, что формула (4.85) была выведена для больших частиц.

Из формулы (4.83) вытекает еще один важный результат, относящийся к структуре поля под малыми углами. Мы уже отмечали, что поправка $q(\rho, m)$ к формуле (4.72) не зависит от угла γ . Из формулы (4.83) для интенсивности света, рассеянного под углом $\gamma = 0$, найдем

$$I(\rho, 0, m) = I_0 (a^2 \rho^2 / 4) \cdot 4 |R(i\delta)|^2$$

Сравнивая с формулой (4.73) для од (0), найдем, что для большой мягкой частицы

$$\sigma_{R}(\gamma) = (a^{2}/4) \rho^{2} F(z) P(\delta),$$

$$P(\delta) = 4 |R(i\delta)|^{2}.$$
(4.86)

Для поправочного множителя Р(б) можно написать

 $P(\delta) = 1 + (4/\delta^2) \left[1 + (1 + 2/\delta^2) (1 - \cos \delta - \delta \sin \delta) \right], \quad (4.87)$

При $\delta \gg 1 P(\delta) \approx 1 - (4/\delta) \sin \delta$, так что формула (4.86) переходит в (4.72). Значения функции $P(\delta)$ указаны в табл. 4.4.

Таблица 4.4

8	P (ð)	ð	P (ð)	8	P (ð)	8	P (ð)
$\begin{array}{c} 0,1\\ 0,5\\ 1,5\\ 2,0\\ 3,5\\ 4,5\\ 5,0 \end{array}$	4,44 -3 1,10 -1 4,19 -1 8,74 -1 1,40 1,90 2,30 2,53 2,57 2,42 2,11	6,0 7,0 8,0 9,0 10,0 12,0 14,0 16,0 20,0 22,0	$\begin{array}{c} 1,31\\ 7,12\\ -1\\ 6,26\\ -1\\ 9,58\\ -1\\ 1,34\\ 1,21\\ 7,52\\ -1\\ 1,12\\ 1,18\\ 8,32\\ -1\\ 1,03\\ \end{array}$	24,0 26,0 28,0 30,0 32,0 34,0 36,0 38,0 40,0 45,0 50,0	$\begin{array}{r} 1,16\\ 8,90\\ -1\\ 9,76\\ -1\\ 1,14\\ 9,35\\ -1\\ 9,48\\ -1\\ 1,12\\ 9,72\\ -1\\ 9,32\\ -1\\ 9,32\\ -1\\ 9,27\\ -1\\ 1,02 \end{array}$	60,0 70,0 80,0 90,0 100,0 110,0 120,0 130,0 140,0 150,0 160,0	$\begin{array}{c} 1,02\\ 9,57\\ -1,05\\ 9,61\\ -1\\ 1,02\\ 1,00\\ 9,81\\ -1\\ 1,03\\ 9,72\\ -1\\ 1,02\\ 9,95\\ -1\end{array}$

ПОПРАВОЧНЫЙ МНОЖИТЕЛЬ *Р*(б) В ФОРМУЛЕ ДЛЯ ДИФРАКЦИИ НА МЯГКИХ ЧАСТИЦАХ

Сравнение данных расчета с точными значениями рассеяния на частицах с показателями преломления 1,02 и 1,15, приведенными в работе [123], показывает, что формула (4.86) позволяет получить правильные значения рассеяния в области малых углов для частиц практически любых размеров. Диапазон углов, в котором справедлива эта формула, такой же, как и для формулы (4.72). Заметное возрастание ошибок начинается при приближении к первому нулю функции $J_1(z)$, который лежит при $z = \rho \gamma = 3,83$.

В рассматриваемом приближении полезную формулу можно получить также для поперечника поглощения. Будем считать, что в случае больших слабопреломляющих частиц каждый луч, проходящий через частицу, ослабляется на множитель $e^{-4\rho k \cos \psi}$, т. е. доля энергии луча, поглощенная в частице, равна 1 — $e^{-4\rho k \cos \psi}$ (см. [90, с. 135]). Суммируя все лучи, пересекающие частицу, так же, как делали это при вычислении E(0), найдем для K_{π} крупных частиц

$$K_n = 1 - \varphi(v), \quad v = 4\rho k, \tag{4.88}$$

$$\varphi(v) = (2/v) \left[1/v - e^{-v} \left(1 + 1/v \right) \right].$$

Значения функции $K_{\pi}(v)$ указаны в табл. 5.1. Формула (4.88) правильно описывает картину для частиц любых размеров. Действительно, для предельных случаев найдем

$$K_{\pi} = 2v/3 - v^2/4 = 8\rho k/3 - 4\rho^2 k^2, \ v \ll 1; \tag{4.89}$$

$$K_n = 1 - 2/v^2 = 1 - 1/(8\rho^2 k^2), v \gg 1.$$
 (4.90)

Сравнивая формулу (4.89) при $v \ll 1$ и формулу (4.61), мы видим, что они совпадают, так как в нашем случае $24n/|m^2 + 2|^2$

^{*} Если ψ — угол преломления, то длина пути луча в частице $2a\cos\psi$, а доля интенсивности, поглощениая в частице, будет $2a\cos\psi(4\pi/\lambda)k=4\rho k\cos\psi$.

близко к ${}^{8}/_{3}$. Это очень удачно и позволяет использовать формулу (4.88), выведенную для больших частиц, также и для малых частиц. При больших v в пределе поперечник $K_{\pi} = 1$, т. е. поглощается весь пучок света, который пересекает контур частицы. Для оценки точности формулы мы сравнили точные значения K_{π} , указанные в работе [81], с приближенными значениями K_{π}^{np} , сосчитанными по формуле (4.88). Относительная ошибка $\Delta = (K_{\pi}^{np} - K_{\pi})/K_{\pi}$ приведена в табл. 4.5.

·	0111001112									
		n = 1,02		<i>n</i> = 1,16						
ø	k									
	10-3	10:	10-1	10-3	10-2	10-1				
0,5 1 2 5 12 20 40 60	$\begin{array}{c} 0.2 \\ -0.7 \\ -1.5 \\ -2.3 \\ -3.0 \\ -0.3 \\ -0.$	0,2 -0,2 -3,4 -3,8 -3,7 -3,7 -3,7 -3,7	-6,1-9,1-10,1-8,8-6,7-5,4-3,2-1,3-3,2	2,9-4,3-14-22-22-23-24-23-24-23	$ \begin{array}{r} 3,1\\ -4,1\\ -11\\ -22\\ -23\\ -23\\ -20\\ -15\\ -9\\ 3\end{array} $	$ \begin{array}{r} -3,1 \\ -12 \\ -19 \\ -21 \\ -18 \\ -14 \\ -7,3 \\ -4,0 \\ -12 \\ -14 \\ -7,3 \\ -7,3 \\$				

Таблица 4.5 Таблица 4.5 Тносительная ошивка А (%) расчета К. По формуле (4.88)

Мы видим, что почти во всех случаях $\Delta < 0$, т. е. $K_n > K_n^{np}$. Ошибка наибольшая для средних ρ , к краям она уменьшается. Для k = 0,1 при $\rho > 8...20$ точные значения K_n даже больше единицы. Из-за дифракции частица поглощает больше излучения, чем падает на ее контур.

Формула ван де Хюлста (4.85) получена выше использованием выражения для поля E(0), которое найдено в приближении физической оптики. Между тем важно было бы выполнить строго формальный анализ точного выражения (4.29) $K_p(\rho, m)$ для «мягких» частиц. Эта задача была успешно решена А. Я. Перельманом. Путем тонкого анализа рядов Ми им вычислено общее выражение $K_p(\rho, m)$ для «мягких» частиц [166, 167]. Полученная им формула несколько более сложна, чем простое выражение (4.81) и формула (4.85). Оно, однако, в точности переходит в них соответственно при малых и больших δ и обеспечивает лучшее совпадение с расчетами по Ми для всех промежуточных значений δ .

4.5. ТАБУЛИРОВАНИЕ ФОРМУЛ МИ. ТАБЛИЦЫ И ИХ АНАЛИЗ

Аналитические формулы, указанные выше, сильно упрощают анализ. В особенности они полезны при изучении разных предельных случаев. Однако для точных расчетов необходимы таблицы. Для

взвесей морской воды такие таблицы представлены в работе [123] и [160].

Таблицы [123] представляют собой пятый том серии «Таблиц по светорассеянню», выпускаемой Гидрометеонздатом в Ленинграде [81]. Первый том этой серин содержит значения угловых функций $Q_l(\beta)$ и $S_l(\beta)$ для l от 1 до 400, для $\beta = 0(0,1)5(1)90^\circ$ н $\beta =$ = 135(0,2)140°. Они могут быть использованы при расчетах рассеяния на малых счетных машинах, а также для контроля при составлении программы на ЭВМ. В третьем томе * три раздела. В первом и третьем приведены данные о поперечниках K, K_p и K_n . В первом для n = 1,02 (0,02) 1,60; k = 0; 10^{-4} ; $5 \cdot 10^{-4}$; 10^{-3} ; $5 \cdot 10^{-3}$; 10^{-2} и далее 0,02(0,02) 0,50 и ρ из диапазона от 0,5 до 100. В третьем разделе взяты n < 1 (в том числе пузырьки воздуха в воде). Во втором разделе приведены коэффициенты k, k_p и $k_{\rm m}$ для капель воды в воздухе в спектральном диапазоне 0,5—40 мкм.

Пятый том [123] содержит оптические характеристики моделей морской воды. Он состоит из двух разделов. Остановимся на первом разделе — монодисперсные модели. В нем приведены поперечники рассеяния и лучевого давления для сферических частиц с дифракционными параметрами $\rho = 0.3...200$, а также значения элементов матрицы рассеяния для этих частиц для углов рассеяния β^0 , равных 0; 0,2; 0,5; 1; 2; 3; 5(2,5) 175; 177; 178; 179; 179,5; 179,8; 180. Расчеты приведены для двух значений относительного показателя преломления m = 1,02 (биологическая взвесь) и m = 1,15 (терригенная взвесь).

Сделаем два замечания, относящиеся к использованию таблиц [123] (эти замечания в равной мере относятся ко всем томам серин); 1) числа в таблицах даны в нормальном виде. Это означает, например, что запись 3,641—1 представляет число 3,641·10⁻¹ = = 0,3641; 2) все значения в таблицах отнесены к единичной концентрации золя N = 1. Если мы хотим получить показатель рассеяния о в м⁻¹, то при использовании обычно удобных единиц: для радиусов частиц—микронов, а для концентрации $N - \text{см}^{-3}$, надо вводить масштабный множитель 10⁻¹⁰. Разумеется, то же относится и к показателю рассеяния в данном направлении $\sigma(\gamma)$ и к элементам матрицы рассеяния, которые в этом случае получаются в м⁻¹·ср⁻¹.

Рассмотрим конкретный пример. Пусть нужно определить оптические характеристики монодисперсной системы терригенных частиц (m = 1,15) раднусом a = 0,2 мкм с концентрацией $N = 10^{10}$ см⁻³ для $\lambda_0 = 546$ нм. Дифракционный параметр ρ для таких сфер, взвешенных в воде, будет

$$\rho = 2\pi a n / \lambda_0 = 6,283 \cdot 0,2 \cdot 1,334 / 0,546 = 3,07.$$

Здесь мы приняли *п* океанской воды равным 1,334. Линейно интерполируя между значениями K_p для $\rho = 3$ и $\rho = 3,5$, указанными в работе [123, с. 12], найдем, что $K_p = 0,384$. По формуле (4.30),

^{*} Второй и четвертый тома относятся к атмосферной оптике. Они содержат результаты расчетов полей и интенсивности для рассеяния видимого и ИК излучения каплями воды, взвешенными в воздухе.

учитывая масштабный множитель, таким образом, найдем $\sigma = 10^{10} \cdot 3.14 \cdot 0.04 \cdot 0.384 \cdot 10^{-10} = 4.82 \cdot 10^{-2} \text{ м}^{-1}$.

Рассмотрим теперь некоторые результаты расчетов.

На рис. 4.10 приведены поперечники рассеяния $K_p(\rho)$ типичных частиц морской взвеси. Для биологических частиц с m = 1,02 пер-



Рис. 4.10. Поперечник рассеяния типичных частиц морской взвеси.

вый максимум расположен при $\rho_{max}^{(1)} = 102$, он равен 3,236; первый минимум — при $\rho_{min}^{(1)} = 190$, в нем $K_p = 1,569$. Для терригенных частиц с m = 1,15 кривая $K_p(\rho)$ содержит ряд затухающих колебаний. Первый, главный максимум лежит при $\rho_{max}^{(1)} = 13,5$, он равен 3,62; $\rho_{min}^{(1)} = 26$, в нем $K_p = 1,689$. Если нарисовать кривые K_p в зависимости от фазового сдвига $\delta = 2\rho(m-1)$ (см. рис. 4.9), то в соответствии с правилом подобия (см. [90, с. 218]) кривые K_p для

m = 1,02 и m = 1,15 будут очень похожи. Фазовый сдвиг, соответствующий $p_{max}^{(1)}$, для обенх кривых будет один и тот же: $\delta_{max}^{(1)} = 4,09$ Подобие кривых особенно хорошо видно, если сравнить кривые для. m = 1,15 и m = 1,02 с предельной кривой для m = 1.

Отметим несколько обстоятельств.

1. Обычно принято считать, что большие частицы рассеивают свет нейтрально. Это, вообще говоря, верно, но граничный раднус a^* , с которого частицу можно считать большой, как видно из рис. 4.9 и 4.10, зависит от *m*. Так, для $\lambda = 546$ нм, полагая, что по δ граница лежит при $\delta = 20$ (см. рис. 4.9), найдем, что a^* равно 4,3 и 32,6 мкм для m = 1,15 и m = 1,02 соответственно.

2. Спектральная прозрачность систем на участках, где $dK_p/d\rho > > 0$, имеет нормальный ход — короткие волны рассеиваются сильнее, чем длинные, на участках, где $dK_p/d\rho < 0$, — аномальный — короткие волны рассеиваются слабее, чем длинные. В полидисперсных системах кривые $K_p(\rho)$ сглаживаются, однако и у сглаженных кривых имеются аномальные области *. Первая аномальная область для частиц с m = 1,02 в видимой части спектра ($\lambda = 546$ нм) приходится на интервал радиусов 6,6—12,3 мкм, для частиц с m = 1,15 — на интервал 0,88—1,7 мкм. Отметим в связи с этим, что использование для $\sigma(\lambda)$ формулы $\sigma(\lambda) = B\lambda^{-m}$, где m изменяется от 4 до 0 (в зависимости от размеров частиц), является грубым приближением — при этом не учитывается аномальная область.

3. При подробных расчетах на кривых рис. 4.9 появляется высокочастотная мелкая «рябь». Эту рябь мы на рис. 4.9 и 4.10 опустили.

Данные, приведенные в таблицах [123], позволяют определить индикатрису рассеяния $x(\gamma)$ для частиц морской взвеси. В соответствии с формулой для $x(\gamma)$, указанной в главе 1, имеем

$$x(\gamma) = \frac{2}{\rho^2 K_p(\rho)} [i_1(\gamma) + i_2(\gamma)]. \qquad (4.91)$$

Значения $i_1(\gamma) + i_2(\gamma)$ и $K_p(\rho)$ непосредственно приведены в [123]. По данным [123] легко рассчитать таблицу $x(\gamma)$. Для иллюстрации мы приводим графики индикатрис на рис. 4.11 и 4.12.

При p=0,3 индикатриса почти релеевская (для m = 1,15 асимметрия несколько больше, чем для m = 1,02). С ростом р индикатрисы вытягиваются вперед (эффект Ми), все более отходя от симметричной релеевской формы. При этом минимум рассеяния от $\gamma = 90^{\circ}$ перемещается к $\gamma \approx 115^{\circ}$; в области малых углов γ уменьшается влияние коэффициента преломления. Все эти тенденции, появившиеся на рис. 4.11, более отчетливо видны на рис. 4.12, где рас-

[•] При наблюдении сквозь подобную систему Солице при заходе будет казаться не красным, а голубым. И действительно, в 1951 г., когда через Европу прошло облако дыма от канадских лесных пожаров, многие наблюдали голубое Солице. Частицы в лесных дымах попадают на аномальный участок кривой К_р(ρ).

смотрены бо́льшие частицы. Там появляется еще одно важное обстоятельство — индикатрисы приобретают многолепестковый характер. Кривая $x(\gamma)$ перестает быть монотонной — появляется ряд



Рис. 4.11. Индикатрисы рассеяния типичных частиц морской взвеси (малые частицы). Кривые для $\rho = 0,3$ почти симметричны — рассеяние близко к релеевскому.

максимумов и минимумов. В особенности нерегулярный, интерференционный характер приобретает индикатриса $x(\gamma)$ при больших $\rho \ge 5...$ 10. Эти нерегулярности угловой структуры $x(\gamma)$ хорошо видны, если, например, рассмотреть отношение $x(\gamma_1)/x(\gamma_2)$ как функцию ρ , например величину $\psi(\rho) = x(0)/x(180^\circ)$.

В море в силу ряда причин происходит сглаживание интерференционных лепестков, и обычно наблюдаемые индикатрисы гладкие. Однако во многих случаях на реальных индикатрисах достоверно наблюдаются интерференционные экстремумы [55, 56].



Рис. 4.12. Индикатрисы рассеяния типичных частиц морской взвеси (средние частицы). Заметное влияние на форму кривых оказывает коэффициент преломления *m*.

Интересной характеристикой формы индикатрисы является поперечник рассеяния в данном направлении $F(\gamma, \rho)$. Эта величина пропорциональна интенсивности света $I(\gamma, \rho)$, рассеянного частицей под углом рассеяния γ . Мы ввели ее в работе [93] для характеристики зависимости интенсивности рассеяния под данным углом γ от размера частицы. Величина F связана с $x(\gamma)$ и интенсивностью рассеяния $I(\gamma, \rho)$ формулами

$$I(\gamma, \rho) = I_0 [\pi a^2/r^2] F(\gamma, \rho);$$

(4.92)





1 — точные значення; 2 — средняя кривая; 3 — геометрическая асимптота.

В работе [93] величина $F(\rho)$ была рассчитана для угла $\gamma = 90^{\circ}$ для частиц различных веществ. На рис. 4.13 приведен график поперечника $F(\rho)$ для $\gamma = 90^{\circ}$ для частиц морской взвеси (m = 1,15). Чтобы понять ход этой кривой, сравним ее с кривой $F(\rho)$ для m = 1,33 в работе [93]. Мы видим, что кривая, резко колеблясь, медленно приближается к геометро-оптической асимптоте.

Очевидно, что кривая для m = 1,15 имеет тот же характер, но геометро-оптическая асимптота проявится здесь при значительно больших ρ .

Резкие колебания $\psi(\rho)$ показывают, насколько неопределенно по величине $\psi(\rho)$ можно судить об индикатрисе, степени ее вытянутости. Для этого лучше подходят интегральные характеристики: коэффициент и показатель асимметрии. Используя данные о попе-



речнике светового давления $K_{\rm A}$, рассчитанные в [123], мы по формуле (4.36) рассчитали показатель асимметрии $g(\rho)$ для типичных частиц морской взвеси. Некоторые результаты этих расчетов указаны на рис. 4.14. Колебания $g(\rho)$ для m = 1,15, которые наблюдаются на графике рис. 4.14, — остатки интерференционных лепестков на индикатрисе.

По данным таблиц [123] нами рассчитана степень поляризации рассеянного света р по формуле

$$p = (i_1 - i_2)/(i_1 + i_2). \tag{4.93}$$

Из анализа этих расчетов следует, что степень поляризации рассеянного света $p(\rho)$ с ростом ρ постепенно деформируется от гладкой симметричной релеевской кривой с максимумом, равным единице при $\gamma = 90^\circ$, к изрезанной кривой, имеющей множество экстремумов. Подобная кривая приведена на рис. 4.15, где построена кривая $p(\gamma)$ для $\rho = 200$ с коэффициентами m = 1,02 и m = 1,15, характерными для частиц морской взвеси. Разумеется, в море по целому ряду причин кривая сгладится, экстремумы ее пропадут. В этом случае кривая $p(\gamma)$ в общем окажется близка к той, которая была рассчитана по формулам геометрической оптики для прозрачной сферы (см. рис. 4.6).



чис. 4.15. Степень поляризации рассеянного света (монодисперсная взвесь, ρ=200).

4.6. РАССЕЯНИЕ СИСТЕМОЙ ЧАСТИЦ

4.6.1. КОГЕРЕНТНОЕ И НЕКОГЕРЕНТНОЕ РАССЕЯНИЕ

Первый вопрос, который встает перед нами, как только мы от олной частицы переходим к исследованию рассеяния света системой частиц, — это учет взаимного влияния частиц. Для океанской воды частицы взвеси принято считать независимыми рассеивателями. Это означает, что интенсивность света *I*, наблюдаемая в некоторой точке, есть сумма интенсивностей, произведенных здесь каждым элементом мутности в освещенном объеме *I*_{*i*}:

$$I = \sum_{i} I_{i}. \tag{4.94}$$

Формулу (4.94) объясняют тем, что частицы, взвешенные в морской воде, располагаются в визируемом объеме самым хаотическим образом. В силу этого отсутствуют закономерные соотношения между фазами волн, рассеянными отдельными частицами, и исчезают интерференционные эффекты, которые наблюдаются при сложении когерентных колебаний.

Это объяснение, однако, не вполне точно. Во-первых, само по себе случайное расположение частиц в пространстве еще не гарантирует гашение интерференционной составляющей. Важно, чтобы фазы волн, пришедших от двух соседних частиц, резко отличались



Рис. 4.16. Схема, объясняющая соотношение между когерентным и некогерентным рассеянием.

друг от друга. Для этого средние расстояния между частицами l должны быть значительно больше длины волны λ . Во-вторых, нетрудно видеть, что при любом расположении частиц степень когерентности рассеяния зависит от угла рассеяния.

Обратимся к схеме на рис. 4.16. Пусть плоская волна, распространяющаяся вдоль оси Oz, принимается двумя приемниками Dи D'. Будем отсчитывать фазу от плоскости z, в которой волна встречает первую частицу. Фазы волн, пришедшие в приемники от двух частиц A и B, определяются временем, которое затратит свет при распространении от плоскости z до D или D'. Из рисунка видно, что если время, необходимое для переизлучения поглощенного фотона обенми частицами, одинаково, то момент прихода волн, рассеянных от A и B в приемник D, также будет одинаков, а путь, проделанный волной, рассеянной от A в направлении D', будет на Δl больше, чем путь от частицы B:

$$\Delta l = (z'-z)(\cos\gamma - 1) + (x'-x)\sin\gamma.$$

Таким образом, фаза волны, пришедшей от A в D', будет отставать от фазы волны от B на $\delta = 2\pi\Delta l/\lambda$

$$\delta = (2\pi/\lambda) \left[(z' - z) (\cos \gamma - 1) + (x' - x) \sin \gamma \right] = \delta_z + \delta_x. \quad (4.95)$$

Здесь δ_z и δ_x — фазовые сдвиги, связанные с разностями координат частиц A и B соответственно по осям z и x. Из формулы (4.95) видно, что при $\gamma \rightarrow 0$ фазовый сдвиг также стремится к нулю, причем $\delta_z \sim \gamma^2$, а $\delta_x \sim \gamma$, т. е. δ_z исчезает раньше, чем δ_x . В направлении строго вперед, при $\gamma = 0$, для любой пары частиц величина $\delta = 0$, т. е. в этом направлении рассеяние всегда когерентно.

Представим себе теперь, что наша область приблизительно равномерно заполнена частицами.

Средний фазовый сдвиг между волнами, рассеянными двумя частицами, находящимися внутри нашего мутного объема, зависит от радиуса объема R и от угла рассеяния γ . Напишем его в виде $\delta =$ $= (2\pi R/\lambda) \varphi(\gamma)$. Выражение для $\varphi(\gamma)$ можно получить из формулы (4.95), если заметить, что в силу независимости положения частиц по обеим координатам z и x и случайности разностей (z'-z) и (x'-x), характеризующих положение частиц внутри объема, естественно принять, что $|z'-z| \approx |x'-x| \approx R$; $\delta^2 = \delta_z^2 + \delta_x^2$. Таким образом, найдем $\varphi^2(\gamma) = (\cos \gamma - 1)^2 + \sin^2 \gamma = 4 \sin^2(\gamma/2)$. Для δ теперь получим

$$\bar{\delta} = (4\pi R/\lambda) \sin(\gamma/2). \tag{4.96}$$

В формуле (4.96) видно отдельно влияние каждой из величин R и γ на фазовый сдвиг $\overline{\delta}$. При рассеянии под малыми углами γ легко

определить критический угол уко, когда б = 2π. Из формулы (4.96) найдем, что $\gamma_{\kappa p} = \lambda/R$. Это означает, что под углами $\gamma \ll \gamma_{\kappa p}$ рассеяние света будет когерентным и полная интенсивность его будет ~ N², где N — число рассеивающих частиц в освещенном объеме. Для углов у >> укр рассеяние некогерентно и полная интенсивность будет ~ N. Таким образом, отношение интенсивности, рассеянной под углом у = 0, к интенсивности, рассеянной под большим углом, позволяет определить число рассеивающих частиц N. Точное значение угла в задачах гидрооптики, при котором один вид рассеяния переходит в другой, можно получить из строгого решения задачи о когерентном рассеянии света системой частиц. Аналитическое решение этой задачи представляет большие трудности. Пользу здесь могли бы принести численные эксперименты методом Монте-Карло. Однако правильную оценку этой величины можно получить, используя рассуждения, приведенные в работе [90, с. 264]. Там показано, что интенсивность света, рассеянного под произвольным углом рассеяния у системой из N одинаковых частиц, расположенных внутри некой сферы радиусом R, определяется формулой

$$I(\gamma) = NI_0[[1 + Nf^2(q)]], \qquad (4.97)$$

$$f(q) = 3(\sin q - q \cos q)/q^3, \quad q = (4\pi R/\lambda) \sin(\gamma/2).$$

(4)

где
Степень когерентности рассеяния определяется значением параметра η

$$\eta = Nf^2(q). \tag{4.98}$$

Критический угол $\gamma_{\kappa p}$, очевидно, можно найти из условия $\eta = 1$. При больших q, полагая

$$f^2(q) pprox 9/(2q^4),$$

находим

$$\eta = k\lambda^4 / [Rl^3 \sin^4(\gamma/2)], \quad k = 3 / (128\pi^3) = 7.6 \cdot 10^{-4}. \tag{4.99}$$

Рассеяние будет когерентно при $\gamma < \gamma_{\kappa p}$ и некогерентно при $\gamma > \gamma_{\kappa p}$, где

$$\sin(\gamma_{\rm KP}/2) = \alpha (\lambda/l) \sqrt[4]{l/R}, \ \alpha = \sqrt[4]{k} = 0,166.$$
 (4.100)

При заданной λ критический угол зависит от двух длин l и R. Величина 2R — линейные размеры области, где измеряется рассеяние. Мы можем принять их равными ~1 см. Что касается среднего расстояния l, то оно связано с концентрацией n формулой $l = n^{-t/4}$. Максимальное значение n, приведенное в работе [109], ~10⁷ см⁻³. Для $\lambda = 0.5$ мкм, таким образом, найдем $l = 46 \times 10^{-4}$ см, sin ($\gamma_{\rm Kp}/2$) = 5,4 · 10⁻⁴ и $\gamma_{\rm Kp} = 36'$.

Таким образом, при углах рассеяния $\gamma > 36'$ фазы вторичных волн, испускаемых частицами при рассеянии, изменяются самым хаотическим образом, и частицы морской взвеси можно считать независимыми рассеивателями.

В этом случае

$$\bar{\sigma}(\gamma) = \int_{r_1}^{r_2} \sigma(\gamma, r) n(r) dr; \ \bar{\sigma} = \int_{r_1}^{r_2} \sigma(r) n(r) dr, \qquad (4.101)$$

где $\sigma(\gamma, r)$ и $\sigma(r)$ относятся к частице раднусом r; n(r)dr— число частиц, имеющих раднусы от r до (r + dr); r_1 и r_2 — граничные радиусы частиц морской взвеси.

Формулы (4.101) являются исходными при расчетах оптических характеристик реальных систем.

Функция n(r) обычно записывается в виде n(r) = Nf(r), где N — полное число частиц в 1 см³, а f(r) — функция распределения частиц по размерам. Ее также называют микроструктурой системы или спектром частиц системы, а график ее — кривой распределения.

4.6.2. КРИВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

Теория кривых распределения составляет предмет математической статистики. Там изучается множество разных кривых распределений: равномерное, нормальное и различные связанные с ним распределения (логарифмически нормальное, распределение ZOLD и др.), гамма- и обобщенное гамма-, степенное и бета-распределение. В оптике моря наибольшее распространение получили нормальное, гамма- и степенное распределения.

Двухпараметрическое распределение вида

$$f(x) = \begin{cases} 0, & x < 0, \\ \frac{\beta^{\mu+1}}{\Gamma(\mu+1)} x^{\mu} e^{-\beta x}, & x \ge 0; \ \mu > -1, \ \beta > 0 \end{cases}$$
(4.102)

в статистике принято называть гамма-распределением (параметры μ и β). Оно входит в группу кривых распределений, в свое время изученных Карлом Пирсоном (1894 г.). Гамма-распределение относится к так называемому III типу по Пирсону *. В ряде случаев в расчетах по оптике дисперсных систем лучше применять более общую формулу

$$f(x) = \begin{cases} 0, & x < 0, \\ \frac{\gamma \beta^{(\mu+1)/\gamma}}{\Gamma\left[(\mu+1)/\gamma\right]} x^{\mu} e^{-\beta x^{\gamma}}, & x \ge 0. \end{cases}$$
(4.103)

Распределение (4.103) при $\gamma \neq 1$ будем называть обобщенным гамма-распределением. Оно содержит уже три параметра (μ , β и γ). Использование трех параметров придает семейству большую общность и позволяет описать с необходимой точностью практически любую одновершинную кривую распределения, а если рассматривать суммы выражений типа (4.103), то и многовершинную кривую. Наряду с большой гибкостью формула (4.103) обладает и вторым очень важным свойством — простотой. С ее помощью весьма несложно могут быть вычислены по формуле

$$\int_{0}^{\infty} x^{\nu} e^{-\beta x^{\nu}} dx = \frac{\Gamma\left[\left(\nu+1\right)/\gamma\right]}{\gamma \beta^{\left(\nu+1\right)/\gamma}}$$
(4.104)

любые моменты распределения, а также другие характеристики взвеси.

Особенно просто выглядят формулы для гамма-распределения. Для моды и первых моментов найдем

$$x_{m} = \frac{\mu}{\beta}; \ \overline{x} = \frac{\Gamma(\mu+2)}{\Gamma(\mu+1)} \frac{1}{\beta}; \ \overline{x^{2}} = \frac{\Gamma(\mu+3)}{\Gamma(\mu+1)} \frac{1}{\beta^{2}};$$
$$\overline{x^{3}} = \frac{\Gamma(\mu+s+1)}{\Gamma(\mu+1)} \frac{1}{\beta^{3}}.$$
(4.105)

Распределения (4.102) и (4.103) получили широкое распространение в оптике мутных сред. Они просты и хорошо описывают широкий круг дисперсных систем. Существенно, что они несимметричны. Слева от моды они ведут себя, как парабола вида x^{μ} , справа

^{*} Кривые Пирсона подробно изучаются в статистике. Это семейство, зависящее от четырех параметров; оно классифицируется на 12 типов. К нему относятся также нормальное распределение и другие.

убывают как exp (— βx^{γ}), что дает обычно длинный, медленно спадающий «хвост» (см. рнс. 4.17). Такая их форма лучше соответствует фактическим данным, чем симметричное гауссово распределение*. Относительная ширина распределения $\Delta \varepsilon$ зависит только от параметра µ. Имеет место простая формула

$$\Delta \varepsilon = 2,48/\sqrt{\mu}. \tag{4.106}$$

Оба параметра распределения (4.102) β и μ несложно выражаются через x_m и $\Delta \varepsilon$ — характеристики, имеющие простой геометрический смысл:

$$\mu = 6,15/(\Delta \varepsilon)^2; \ \beta = [6,15/(\Delta \varepsilon)^2](1/x_m). \tag{4.107}$$



Рис. 4.17. Обобщенное гамма-распределение.

С возрастанием μ ширина распределения $\Delta \varepsilon$ стремится к нулюраспределение становится δ -функцией с максимумом при $\varepsilon = 1$. Оно описывает монодисперсную систему. Показатель косости γ_1 и эксцесс γ_2 гамма-распределения равны

$$\gamma_1 = 2/\sqrt{\mu + 1}; \ \gamma_2 = 2/(\mu + 1).$$

Интегральная функция гамма-распределения выражается через неполную гамма-функцию. Свойства и подробная таблица ее опубликованы Е. Е. Слуцким.

Степенное распределение имеет вид

$$f(x) = \begin{cases} 0, & x < x_{\min} \ \text{if } x > x_{\max}, \ R = x_{\max}/x_{\min}, \\ \frac{(v-1) \ x_{\min}^{v-1}}{1-R^{1-v}} \ x^{-v} = C_v x^{-v}, \ x_{\min} \le x \le x_{\max}. \end{cases}$$
(4.108)

^{*} В книге Мак-Картни [54], а также в некоторых других работах указывается, что использование распределения (4.102) и (4.103) при расчете оптических характеристик полидисперсных систем было впервые предложено Д. Дейрмендженом в 1963 г. [171]. Это неверно. Уже в 1930 г. И. Рокар [173] использовал частное распределение вида (4.102) (γ =1, μ =2) при расчете атмосферных индикатрис. Полные распределения (4.102) и (4.103) для расчета оптических характеристик полидисперсных систем систематически используются нами с 1951 г. Первая наша публикация появилась в 1953 г. [73], более подробная — в 1955 г. [92].

Степенное распределение задано в конечных пределах, между x_{\min} и x_{\max} . Это трехпараметрическое семейство кривых (параметры v, x_{\min} , x_{\max}), графики его представлены на рис. 4.18. При обработке экспериментальных данных удобно использовать логарифмический масштаб по осям. В этом случае график распределения представляет прямую линию. Угловой коэффициент прямой определяет параметр v. Величина $R = x_{\max}/x_{\min}$ обычно велика. Поэтому, если v > 1, в области (x_{\min} , x_{\max}) функцию f(x) можно приближенно представить формулой

$$f(x) = (v - 1) x_{\min}^{v - 1} x^{-v}.$$
(4.109)



Рис. 4.18. Степенное распределение в линейном (а) и логарифмическом (б) масштабах.

При v = 4 соотношение (4.109) часто называется распределением Юнге, а при $v \neq 4$ — типа Юнге. Юнге предложил использовать формулу (4.109) для описания распределения по размерам частиц атмосферного аэрозоля над континентами.

Отметим следующую формулу для моментов распределения:

$$\overline{x^{n-1}} = A_{\nu} \left[\frac{x^{n-\nu}}{m \ln} / (n-\nu) \right] \left(\frac{R^{n-\nu}}{R^{n-\nu}} - 1 \right);$$
(4.110)

$$A_v = (v - 1) x_{\min}^{v-1} / (1 - R^{1-v}).$$

При этом мы предполагаем, что $n \neq v$. Если же n = v, то

$$\overline{x^{n-1}} = A_v \ln R. \tag{4.111}$$

Для моды и первых моментов найдем

$$x_{m} = x_{\min}; \ \bar{x} = A_{\nu} x_{\min}^{2-\nu} (R^{2-\nu} - 1)/(2-\nu);$$

$$(4.112)$$

$$\bar{x}^{2} = A_{\nu} x_{\min}^{3-\nu} (R^{3-\nu} - 1)/(3-\nu).$$

При изучении морской взвеси Шелдон и Парсонс обратили внимание, что в случае распределения Юнге (v = 4) для элементарного объема $dv = ({}^{4}/{}_{3})\pi a^{3}f(a)da$ найдем $dv = ({}^{4}/{}_{3})\pi C_{v} da/a.$

Следовательно,

 $\frac{dv}{d \lg d} = \text{const.} \tag{4.113}$

Таким образом, если строить распределение в осях $dv/d \lg d$ и d, то экспериментальные данные должны располагаться на горизонтальной прямой. На рис. 4.19 по [28] приведены обработанные таким образом данные о частицах океанской взвеси по наблюдениям в западной части Средиземного моря.



Рис. 4.19. Распределение по размерам частиц морской взвеси в осях $dv/d \lg d$ и d. На глубине z=30 м распределение заметно отличается от степенного. При z==400 м оно близко к степенному с v=4.

Распределения (4.108) и (4.109) обладают неприятным свойством — они разрывны в точках $x = x_{\min}$ и $x = x_{\max}$.

Сглаживание экспериментальных данных, однако, показывает, что они значительно лучше, особенно в области малых частиц, описываются аналитическим бета-распределением (a, γ в микрометрах) [71]

$$f(x) = [\gamma^n / B(l, n)] [x^{l-1} / (a+\gamma)^{l+n}] (l > 0, n > 0, \gamma > 0), \quad (4.114)$$

расчет плотности и моментов которого сводится к вычислению бетафункции и не представляет затруднений. Плотность (4.114) непрерывна, в то время как плотность (4.108) имеет резкий скачок при $x = x_{\min}$, равный полному колебанию этой функции (при $R < \infty$ имеется еще скачок в точке $x = x_{max}$). Плотность (4.114) обладает большей общностью, чем плотность (4.108), так как функция (4.114) имеет больше параметров формы.

В некоторых случаях удобно записывать бета-распределение в другом виде:

$$f(x) = \frac{1}{\mu_1 - \mu_2} \frac{\Gamma(\gamma + \eta)}{\Gamma(\gamma) \Gamma(\eta)} \left(\frac{x - \mu_0}{\mu_1 - \mu_0}\right)^{\gamma - 1} \left(1 - \frac{x - \mu_0}{\mu_1 - \mu_0}\right)^{\eta - 1}.$$
 (4.115)

В этой записи μ_0 и μ_4 — границы распределения (они соответствуют x_{\min} и x_{\max}). Если обозначить $y = (x - \mu_0)/(\mu_1 - \mu_0)$, то формула (4.115) становится более простой

$$f(y) = \frac{\Gamma(\gamma + \eta)}{\Gamma(\gamma) \Gamma(\eta)} y^{\gamma - 1} (1 - y)^{\eta - 1}, \ 0 \le y \le 1.$$
 (4.116)



Рис. 4.20. Бета-распределение (4.116) для у=1,5 и η=3 и η=5.

Графики плотности распределения (4.116) для нескольких у и η приведены на рис. 4.20. Заменой z = t/(1+t) формула (4.116) переходит в (4.114).

Для распределения (4.115) мода x_m , среднее \bar{x} и другие характеристики будут

$$x_{m} = \frac{\gamma - 1}{A - 2} \mu + \mu_{0}; \qquad \frac{\sigma}{\bar{x}} = \left(\frac{B}{A + 1}\right)^{1/2} \frac{\mu}{B\mu_{1} + \mu_{0}};$$

$$\bar{x} = \frac{B\mu_{1} + \mu_{0}}{B + 1}; \qquad \frac{\mu_{3}}{\sigma^{3}} = \frac{4(1 - B)^{2}(A + 1)}{B(A + 2)^{2}}; \qquad (4.117)$$

$$\sigma^{2} = \frac{B}{(A + 1)(B + 1)^{2}} \mu^{2}.$$

Здесь введены обозначения

$$u = \mu_1 - \mu_0; A = \gamma + \eta; B = \gamma/\eta.$$

Интегральная функция бета-распределения выражается через неполную бета-функцию. Ее таблица имеется в книге [165].

Добавим в заключение, что применяемое часто логнормальное распределение очень близко к гамма-распределению [51]. Последнее же использовать значительно проще.

4.6.3. ПРЕДЕЛЬНЫЕ СЛУЧАИ МАЛЫХ И БОЛЬШИХ ЧАСТИЦ. МАЛОУГЛОВОЕ РАССЕЯНИЕ. МЯГКИЕ ЧАСТИЦЫ

В рамках модели эквивалентных сфер оптические свойства полидисперсных систем могут быть рассчитаны по формулам (4.101). Результаты расчетов представлены в таблицах [123, 160]. Они зависят от характеристик однократного рассеяния и от вида кривых распределения. Общий вывод из подобных расчетов состоит в том, что при усреднении по размерам спектральные или угловые зависимости становятся более гладкими, исчезают интерференционные колебания.

В предельных случаях, рассмотренных выше, результаты становятся особенно прозрачными. Так, для формул (4.56) и (4.61) полидисперсные характеристики описываются соответственно шестым и третьим моментом распределения, для предельно больших частиц (в геометро-оптической части углов) — вторым моментом.

Особый интерес представляют случаи, когда общие выражения (4.28) представляются аналитическими формулами. Это случаи рассеяния крупных частиц под малыми углами, рассеяние «мягкими» частицами. Здесь распределение интенсивности для полидисперсных систем было специально исследовано в ряде работ. Остановимся на них кратко.

Дифракционная часть индикатрисы в приближении формулы (4.71), для гамма-распределений была аналитически исследована в работе [94]. Показано, что вычисление распределения света, рассеянного полидисперсной системой под малыми углами, приводит к необходимости вычислять определенные интегралы, содержащие квадрат бесселевой функции первого порядка. Речь идет об интегралах вида

$$\int_{0}^{\infty} z^{k} e^{-\eta z} J_{1}^{2}(z) dz = \varphi_{k}(\eta).$$
(4.118)

Формулу (4.118) можно рассматривать как определение некоторого класса специальных функций $\phi_k(\eta)$.

Изучение свойств функций $\varphi_k(\eta)$ и способов их вычисления было начато в работе [94]. Там был рассмотрен случай целых k. Далее были рассмотрены случаи любых k, целых и дробных, и обобщение формулы (4.118) на случай, когда показатель степени zв экспоненте отличен от единицы, т.е. случай, когда вместо гаммаиспользуется обобщенное гамма-распределение (4.103).

Из формулы (4.118) следует, что функции $\varphi_k(\eta)$ удовлетворяют дифференциальному соотношению

$$\varphi_k(\eta) = -\partial \varphi_{k-1}(\eta) / \partial \eta. \qquad (4.119)$$

Так как все φ_k(η) положительны, из формулы (4.119) следует, что φ_k(η) являются монотонно убывающими функциями η.

Формулы для целых индексов получены в работе [94]. Выпишем их здесь. Используем при этом обозначения

$$x=2/\sqrt{4+\eta^2},$$

K(x) и E(x) — полные эллиптические интегралы от x.

Формулы, приведенные ниже, позволяют вычислять функции $\varphi_k(x)$ с помощью таблиц функций K(x) и E(x):

$$\varphi_{0}(x) = \frac{1}{\pi x} [(2 - x^{2}) K - 2E];$$

$$\varphi_{1}(x) = \frac{1}{2\pi (1 + x^{2})^{1/2}} [(2 - x^{2}) E - 2(1 - x^{2}) K];$$
(4.120)

$$\varphi_{2}(x) = \frac{x^{3}}{4\pi (1-x^{2})} [(2x^{2}-1)E - (1-x^{2})K];$$

$$\varphi_{3}(x) = \frac{x^{4}}{8\pi (1-x^{2})^{3/2}} [(-8x^{4}+13x^{2}-3)E + (1-x^{2})(-4x^{2}+3)K].$$

Нетрудно показать, что из формул в работе [94] вытекают следующие приближенные формулы для $\varphi_k(\eta)$ при малых и больших η :

$$\varphi_k(\eta) = (k-1)!/(\pi \eta^k) \quad (\eta \ll 1),$$
(4.12)

$$\varphi_k(\eta) = (k+2)!/(4\eta^{k+3}) \quad (\eta \gg 1).$$

Таким образом, $\varphi_k(\eta)$ имеет при $\eta = 0$ полюс порядка k; при больших η с ростом $\eta \ \varphi_k(\eta)$ убывает, как $\eta^{-(k+3)}$. Таблица $\varphi_k(\eta)$ для k = 0(1)7 приведена в работе [94].

Полное исследование вопроса о структуре светового поля, дифрагированного гамма-системой под малыми углами, приведено в работе [118]. Там же указаны таблицы, рассчитанные с использованием квадратур, наивысшей алгебраической степени точности. Эти таблицы обеспечивают удобную интерполяцию по всем переменным задачи.

Для оптически мягких частиц в приближении Релея — Ганса аналитические формулы для показателя $\sigma(\lambda)$ и индикатрисы $x(\gamma)$ были получены в ряде работ. Исходной была работа И. Рокара [173], который нашел формулы индикатрисы $x(\gamma)$ для гаммаструктур с параметром $\mu = 2$. В его работе, однако, оказалась небольшая ошибка, которая исправлена в работе [120]. Для произвольного μ формулы для $x(\gamma)$ выведены в работах, указанных в [121]. Там же приведена таблица для $x(\gamma)$ при $\mu = 0(2)10$. Для степенных распределений (4.108) формулы и таблицы $x(\gamma)$ и $\sigma(\lambda)$ для целых v приведены в работах [121] и [71].

)

В приближении физической оптики для оптически мягких частиц аналитические формулы предложены для полидисперсного показателя ослабления. Для гамма-распределений формулы указаны в работах [120—122] и особенно удобные в работе [115], для степенных распределений — в работе [71]. В работе [115] рассчитаны также оптические характеристики почти монодисперсных систем. С помощью семейства гамма-распределений с возрастающим μ в работе сконструирована последовательность функций, пределом которой служит δ-функция Дирака (она соответствует $\mu = \infty$). Выражения для показателя $\sigma(\rho)$ и индикатрисы $x(\gamma)$ (в области малых углов) для подобных систем получены в виде рядов по μ^{-1} . Первый член в этом ряду описывает монодисперсное приближение.

4.6.4. ОБЩИЙ СЛУЧАЙ. ТАБЛИЦЫ И ИХ АНАЛИЗ

Обратимся теперь к численным расчетам оптических свойств полидисперсных систем по точным формулам Ми. Для моделей океанской взвеси результаты таких расчетов приведены в работах [123] и [160]. О первом разделе таблиц [123] мы уже писали. Обратимся ко второму разделу — полидисперсным моделям. В нем приведены трехзначные полидисперсные коэффициенты рассеяния и лучевого давления, а также элементы матрицы рассеяния и степени поляризации рассеянного света для тех же углов γ , что и у монодисперсных частиц. Рассмотрены два вида распределения: степенное вида (4.108) и нормальное вида $f(a) = [1/(\sigma\sqrt{2\pi})] \times$ $\times \exp \{-[(a-\bar{a})/2\sigma]^2\}$. Параметры моделей, для которых проводились расчеты, приведены в табл. 4.6. Для всех степенных моделей принято: $\rho_{min} = 0.3$, шесть значений показателя преломления m = 1,02; 1,05 (0,05); 1,25. Значения параметров нормального рас-

пределения $\rho = 2\pi \bar{a}/\lambda$, $\rho_{\sigma} = 2\pi\sigma/\lambda$ были выбраны в соответствии с экспериментальными данными о спектрах частиц биологической взвеси. Расчеты проводились для двух значений *m*: 1,02 и 1,05.

	Сте	пенное р	аспределе	нне		Нормальное распределение					
36 n/a	v	ρ _{max}	Je n/n	v	ρ _{max}	Xen/n	ē	ρσ	34 в/п	ā	ρσ
1 2 3 4 5 6 7 8	3 3 3 3 4 4 4 4	20 50 100 200 20 50 100 200	9 10 11 12 13 14 15 16	5 5 5 5 6 6 6 6	1! 20 50 100 200 20 50 100 200	1 2 3 4 5 6 7 8	3,6 5,3 7,2 25 36 48 48 72	1,2 1,8 2,4 12 18 12 24 18	9 10 11 12 13 14 15	72 96 96 96 144 144 192	36 24 48 96 72 144 96

Таблица 4.6 ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛИДИСПЕРСНЫХ МОДЕЛЕЙ

Из-за неточности в нормировке обрезанного распределения абсолютные значения, указанные для 12 и 14 моделей нормального распределения, должны быть увеличены на 19 %. На форме индикатрисы рассеяния и на других относительных величинах введение постоянной поправки, разумеется, не сказывается *. В таблицах А. Мореля [160] приведены данные об интенсивности I_1 , I_2 , $I = = (I_1 + I_2)/2$ и степени поляризации рассеянного света *р* для трех типов распределений: 1) распределение Юнге ($\rho_{min} = 0.2$; $\rho_{max} = = 200$); m = 1.02; 1.05; 1.075; 1.10; 1.15; 2) логарифмически нормальное распределение ($\rho_{min} = 0.2$; $\rho_{max} = 200$); m = 1.02; 1.05; 3) распределение Юнге с переменными пределами ($\rho_{min} = 0.2$; $\rho_{max} = 50$; 100; 200; $\rho_{max} = 200$, $\rho_{min} = 1.2$; 2.5; 5; 10). Результаты представлены в форме таблиц и в виде графиков индикатрис и графиков функции

$$F(\rho, \gamma) = \int_{\rho_{\min}}^{\rho} f(x) \{ [i_1(\gamma, x) + i_2(\gamma, x)]/2 \} dx$$

для 8 углов рассеяния $\gamma = 0$; 2; 10; 20; 40; 90; 140; 180° **.

В соответствии с определениями главы 1, показатели рассеяния полидисперсных моделей о совпадают с величинами α_r , рассчитанными в [123], а полидисперсные индикатрисы $x(\gamma)$ выражаются через протабулированные в [123] величины α_r , I_1 и I_2 формулой $x(\gamma) = 2\pi (I_1 + I_2)/\alpha_r$.

В таблицах [123] приведены значения α_r , которые равны показателю рассеяния о в безразмерных числах. Чтобы получить о в мкм⁻¹, их нужно умножить на $N\lambda^2$ также в мкм⁻¹. Если же подставлять N в см⁻³, λ в мкм, то для получения о в м⁻¹ надо ввести масштабный множитель 10⁻⁶. Например, для m = 1,02, v = 3, $\rho_{max} = 200$ на с. 126 в [123] для α_r найдем 6,24 · 10⁻². Это означает, что для $\lambda_0 = 546$ нм и $N = 10^8$ см⁻³ имеем

 $\sigma = 10^{6} (0.546/1.344)^{2} \cdot 6.24 \cdot 10^{-2} \cdot 10^{-6} = 1.04 \text{ m}^{-1}.$

По данным таблиц [123] нами построены графики полидисперсных индикатрис для m = 1,02 и m = 1,15. Они представлены на рис. 4.21—4.23. Для m = 1,02 кривые, соответствующие разным ρ_{max} , заметно отличны, и с ростом ρ_{max} они сильно вытягиваются. Для m = 1,15 различие между кривыми с разными ρ_{max} меньше. Здесь существенно отличаются задние участки индикатрисы. Замечательной особенностью кривых на рис. 4.22 является горб при $\gamma = 106^{\circ}$. Этот горб, незаметный при $\rho_{max} = 20$, хорошо заметен уже при $\rho_{max} = 50$ и в особенности при $\rho_{max} = 200$. Горб на индикатрисе соответствует радуге. При m = 1,15 по формулам гео-

Строго говоря, вопрос о том, нужно ли вводить поправку, зависит от того, как договориться понимать обрезанные распределения (см. сб., где [112]).
 ** В таблицах А. Мореля параметр ρ обозначен α, угол рассеяния γ — через θ.

метрической оптики, т. е. для $\rho = \infty$, первая радуга должна лежать при $\gamma = 101^\circ$. В нашей модели много малых частиц, и в соответствии с волновой теорией Эйри для этих частиц максимум интенсивности рассеянного света смещается в сторону больших углов γ . С уменьшением (m-1) энергия, приходящаяся на ра-



Рис. 4.21. Индикатрисы рассеяния биологических частиц со степенным распределением для v=3 при разных pmax. m=1,02.

дуги, резко падает. Поэтому на кривой для m = 1,02 радуги незаметны. Добавим, что с ростом v уменьшается доля крупных частиц. В соответствии с этим на индикатрисах для m = 1,15 при v = 4; 5; 6 радуги также незаметны. Сравнивая кривые на рис. 4.21—4.23 с кривыми на рис. 4.11, 4.12, мы видим, что они существенно различны. Исчезли интерференционные максимумы и минимумы — кривые, за исключением горба в радугах, стали монотонными.

На рис. 4.24 представлена степень поляризации рассеянного света по [123] для трех полидисперсных моделей. Усреднение по распределению уничтожило изрезанный характер кривых. Они

стали гладкими. Для биологических частиц с m = 1,02 кривая $p(\gamma)$ мало отличается от релеевской для всех рассмотренных значений $\nu = 3...5$. Для терригенных частиц с m = 1,15 при $\nu = 5$ она также близка к релеевской. При уменьшении v, т. е. при увеличении доли крупных частиц, степень поляризации в максимуме резко падает, достигая всего 45 %, в области малых углов ($\gamma < 40^\circ$) поляризация отрицательна. Очень интересны горб в области 170° и резкий отрицательный минимум при $\gamma = 178^\circ$.



Рис. 4.22. Индикатрисы рассеяния терригенных частиц со степенным распределением для v=3 при разных ρ_{max} . m=1,15.



показатель асимметрии в полидисперсных индикатрис

		-	v	
m	3	4	5	6
1,02 1,05 1,10 1,15 1,20	$\begin{array}{ c c c c c } 9,97 & -1 \\ 9,85 & -1 \\ 9,54 & -1 \\ 9,22 & -1 \\ 8,90 & -1 \\ 8,90 & -1 \end{array}$	9,83 -1 9,60 -1 9,19 -1 8,78 -1 8,38 -1	$ \begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$	$\begin{array}{r} 4,64 \ -1 \\ 4,58 \ -1 \\ 4,50 \ -1 \\ 4,37 \ -1 \\ 4,27 \ -1 \\ 4,27 \ -1 \end{array}$



Рис. 4.23. Индикатрисы рассеяния терригенных частиц со степенным распределением для v=4 при разных ρ_{max} . m=1,15.

Остановимся в заключение на показателе асимметрии индикатрисы рассеяния g. Значения его, определенные по [123], приведены в табл. 4.7. Расчет производился по формуле

 $g = 1 - K_{\rm g}/K_{\rm p}.$

Мы видим, что g заметно уменьшается с ростом v (это происходит из-за уменьшения вклада крупных частиц) и медленнее с



ростом *т.* Это связано с уменьшением доли света, рассеянного вперед.

Глава 5 ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА РЕАЛЬНОЙ ОКЕАНСКОЙ ВОДЫ

5.1. ПОГЛОЩЕНИЕ ЧАСТИЦАМИ ВЗВЕСИ

5.1.1. СВЯЗЬ СПЕКТРА ВЗВЕСИ СО СПЕКТРОМ ВЕЩЕСТВА ЧАСТИЦ

Об оптических свойствах отдельных составляющих океанской воды мы писали в главе 3. Мы опустили там, однако, важный компонент — поглощение взвешенными частицами. Это произошло потому, что последовательный анализ этого явления можно сделать только на основе теории, развитой в главе 4. Для расчета по указанным там формулам нужны данные о величине $k(\lambda)$ — мнимой части комплексного показателя преломления вещества частиц. Для клеток фитопланктона $k(\lambda)$ будет заметно отлично от нуля в областях поглощения пигментами. В частицах фитопланктона содержится множество различных окрашенных веществ — пигментов. Это три вида хлорофиллов «а», «b» и «с», каратиноиды, феофитины (продукты окисления хлорофиллов, при этом центральный атом магния в молекуле хлорофилла заменен на два атома водорода), хлорофиллиды, феофорбиды и др. Пигментная система фитопланктона зависит от его вида, возраста, от целого ряда биотических и абнотических факторов, которые непрерывно варьируют в естественных условиях. В рамках модели однородных сфер нам важно знать только, как все эти изменения сказываются на константах *n* и *k* вещества клетки и на ее размерах. По этим данным можно рассчитать спектры поглощения различных видов фитопланктона.

При этом встает важный вопрос о том, как связаны спектры вещества клеток со спектром взвеси клеток. Речь идет о том, как влияют размеры частиц на спектры поглощения дисперсных систем (взвешенных или осажденных на фильтрах). В практике океанологических исследований различием между спектрами поглощения вещества и дисперсной системы либо просто пренебрегают, либо для учета его вводят некоторый постоянный поправочный коэффициент. Заметим, что аналогичная проблема рассматривалась в свое время в оптике туманов и облаков, где спектр поглощения оценивался методом «слоя осажденного вещества». В этом методе спектр поглощения вычислялся просто по числу поглощающих молекул, которые пронизывал световой луч. В работах [90, 95] было отмечено, что этот подход неудовлетворителен и может приводить к грубым ошибкам. В работе [95] был введен удельный коэффициент поглощения х', отнесенный к единице массы, и показано, что в дисперсных системах нарушается один из основных законов физической оптики — закон Бера. Поглощение зависит не только от количества пройденного поглощающего вещества, но и от того, как это вещество диспергировано.

Следуя работе [95], сопоставим поглощение в плоском слое и в эквивалентном столбе взвеси. Пусть масса вещества в столбе сечением 1 см² и длиной *dl* будет *dM*. При прохождении слоя вещества количество поглощенного излучения $d\Phi_x$ будет

$$d\Phi_{\varkappa} = \varkappa \, dl = \varkappa \, dM/\sigma. \tag{5.1}$$

Здесь и — показатель поглощения; о — плотность вещества.

При прохождении слоя частиц

$$d\Phi_{\mathsf{x}}' = k_{\mathsf{n}} \, dN, \tag{5.2}$$

где dN — число частиц в столбе dl'; $k_{\rm m}$ — коэффициент поглощения одной частицы.

Будем вначале считать, что наша система состоит из монодисперсных сфер раднуса *a*. В этом случае масса вещества в столбе dl' будет $dM' = (4/3)\pi a^3 \sigma dN$. Таким образом, найдем

$$i\Phi'_{\rm x} = k_{\rm m} \cdot 3 \, dM'/(4\pi a^3 \sigma). \tag{5.3}$$

Полагая dM = dM' и сопоставляя формулы (5.1) и (5.3), найдем, что удельные показатели поглощения $\varkappa' \, {\rm m}^2/{\rm kr}$ будут *

 $\varkappa_{1} = \varkappa/\sigma;$

$$\kappa_2' = 3k_n/(4\pi a^3\sigma).$$

Заменяя kn = ла²Кn, найдем

$$\mathbf{x}_{2} = [3\pi/(2\sigma\lambda)] (K_{n}/\rho) = \eta (v) \mathbf{x}_{1}$$

(5.5)

(5.4)

$$\eta(v) = ({}^{3}/_{2}) [K_{\pi}(v)/v]; v = 4\rho k.$$

Коэффициент $\eta(v)$ характеризует трансформацию спектра поглощения от слоя к дисперсной системе. Формула (5.5) дает общее решение задачи в монодисперсном случае.

В предельном случае малых частиц [см. (4.61)]

$$K_{\pi} = K = 24nk\rho / |m^2 + 2|^2; \ \varkappa_2 = \eta_{\rm M} \varkappa_1; \ \eta_{\rm M} = 9n / |m^2 + 2|^2.$$
(5.6)

Здесь оба удельных коэффициента просто пропорциональны друг другу. Если, кроме того, учесть, что для частиц фитопланктона n равно 1,02 или 1,05, а k даже в максимуме поглощения не превышает 0,01, то η равно 0,993 или 0,982, т. е. для малых частиц x'_2 и x'_1 практически совпадают. Дисперсная система из малых частиц подобна молекулярному раствору.

В предельном случае больших оптически «мягких» частиц используем для К_п формулу (4.88). Для $\eta_k(v)$ тогда найдем

$$\eta_k(v) = \frac{3}{2v} \left\{ 1 - \frac{2}{v} \left[\frac{1}{v} - e^{-v} \left(1 + \frac{1}{v} \right) \right] \right\}.$$
(5.7)

Формула (5.7), так же как и формула (4.88), фактически хорошо описывает картину как для больших, так и для малых частиц. В предельных случаях найдем

$$\eta_{k}(v) = 1 - \frac{3}{8}v + \frac{v^{2}}{10} - \dots, \quad v \ll 1;$$

$$\eta_{k}(v) = \frac{3}{2n} \left(1 - \frac{2}{v^{2}}\right) = \frac{3}{2n} - \frac{3}{v^{3}} + \dots, \quad v \gg 1.$$
(5.8)

Значения $K_n(v)$ по (4.88) и $\eta_k(v)$ по (5.7) приведены в табл. 5.1. Отметим, что по асимптотическим формулам (5.8) на краях табл. 5.1 имеем

при
$$v = 0,1$$
 $K_n = 0,064\,23$, $\eta = 0,9635$;
при $v = 10$ $K_n = 0,9800$, $\eta = 0,1470$.

^{*} Мы ставим штрих, чтобы отличить беровский показатель x' от обычного показателя x, отнесенного к единице длины.



Рнс. 5.2. Сопоставление удельных показателей поглощения (в мг/м²) вещества и эквивалентного слоя частиц.

1 — вода; 2, 3, 4 — монодисперсные капли воды раднусом 0,2; 6, 14 мкм; 5 — полидисперсиая система по Юнге. v=4, r_{min} =0,08 мкм, r_{max} =10 мкм.

Таким образом, табл. 5.1 вместе с формулами (5.8) и (4.89) позволяют находить значения $K_n(v)$ и $\eta(v)$ с хорошей точностью для любых v.

Таблица 5.1

ПОПЕРЕЧНИК ПОГЛОЩЕНИЯ И КОЭФФИЦИЕНТ ТРАНСФОРМАЦИИ СПЕКТРА ПОГЛОШЕНИЯ

v .	K _n (\$) · 10	η (σ) · 10	v	K _n (v) · i0	η (υ) · 10	Ð	$K_{\Pi}^{\prime}(v) \cdot 10$	η (v) · 10
0 0,1 0,2 0,3 0,4 0,5 0,6 0,7 0,8 9 0,0 1,1 1,2 1,3 1,4 1,5 1,6	0 0,642 1,238 1,792 2,306 2,784 3,228 3,641 4,025 4,382 4,715 5,025 5,314 5,584 5,835 6,070 6,288	10,000 9,635 9,288 8,960 8,648 8,351 8,069 7,801 7,546 7,304 7,546 7,304 7,304 7,304 7,073 6,853 6,643 6,643 6,252 6,070 5,896	1,7 1,8 1,9 2,9 2,2 2,4 2,6 2,8 3,0 3,4 3,6 3,8 4,0 4,2 4,4	6,493 6,684 6,863 7,030 7,333 7,599 7,783 8,038 8,220 8,381 8,524 8,551 8,764 8,864 8,864 8,955 9,035	5,729 5,570 5,418 5,272 5,000 4,479 4,519 4,306 4,110 3,929 3,761 3,604 3,459 3,324 3,324 3,198 3,080	4,6 4,8 5,0 5,5 5,6 6,5 7,5 0 6,5 7,5 8,5 9,5 0 10,0	9,108 9,173 9,232 9,286 9,334 9,378 9,418 9,454 9,532 9,595 9,646 9,688 9,724 9,753 9,779 9,800	2,970 2,867 2,770 2,679 2,593 2,520 2,436 2,364 2,364 2,056 1,929 1,817 1,716 1,626 1,544 1,470

Графики функций $K_n(v)$ и $\eta_k(v)$ приведены на рис. 5.1. Мы видим, что для больших v величина $\eta_k(v)$ заметно меньше единицы. Напомним, что формулы (4.88) и (5.8) дают приближенное значение $K_n(v)$ и $\eta(v)$. Для получения точных значений следует обращаться к формулам Ми. Для иллюстрации связи между \varkappa и \varkappa_2 мы на рис. 5.2 сравниваем оба спектра для слоя капель воды в воздухе. Мы видим, что спектры существенно различны. Основной вывод из рис. 5.2 состоит в том, что спектр поглощения дисперсной системы зависит не только от спектра поглощения вещества частиц, но и от размеров частиц. Добавим, что поскольку $n(v) \leq 1$, то всегда $\varkappa_2 \leq \varkappa_1$.

Для полидисперсной системы сфер с кривой распределения f(a), очевидно, получим (τ — объем сферы)

$$\overline{\varkappa_2} = \overline{k_n} / (\overline{\tau} \sigma), \qquad (5.9)$$

где

$$\begin{aligned} & k_{n} = \int_{a_{1}}^{a_{2}} k_{n} f(a) \, da, \\ & \bar{\tau} = \int_{a_{1}}^{a_{2}} \tau f(a) \, da. \end{aligned}$$
 (5.10)

Для получения формулы, аналогичной (5.5), перейдем в интегралах (5.10) от переменной $a \ltimes v [a = \lambda v/(8\pi k)]$, обозначим $v^3 f[\lambda v/(8\pi k)] = \psi(v)$ и введем величину

$$\mu = \int_{v_1}^{v_2} \eta(v) \psi(v) \, dv \, \Big/ \int_{v_1}^{v_2} \psi(v) \, dv.$$
 (5.11)

Для полидисперсной системы, таким образом, найдем

$$\overline{\varkappa_{2}}^{\prime} = \mu \varkappa_{1}^{\prime} = \mu \cdot 4\pi k / (\lambda \sigma). \qquad (5.12)$$

Для иллюстрации связи между x_2 и x_1 мы на рис. 5.2 по данным работы [81] приводим также x_2 и x_1 для полидисперсной системы капель воды в воздухе. Здесь различие меньше, чем для монодисперсных систем, однако оно также заметно, особенно в полосах поглощения. Это и понятно, ведь в полосах велик показатель k, соответственно возрастает v, а с ростом v функция $\eta(v)$ убывает (см. рис. 5.1).

5.1.2. ПОГЛОЩЕНИЕ КЛЕТКАМИ ФИТОПЛАНКТОНА, ТЕРРИГЕННЫМИ ЧАСТИЦАМИ И ДЕТРИТОМ

Применим развитую выше теорию к взвеси планктонных клеток в океанской воде. Разнообразие размеров клеток следует учитывать при анализе спектров поглощения фитопланктона. К сожалению, приложение развитой выше теории к расчету спектров поглощения различных видов фитопланктона осложняется тем, что сейчас мало данных о показателе $k(\lambda)$ пигментов в различных клетках. Тем не менее простые оценки показывают, что рассматриваемый эффект существен. По разным данным, в максимуме поглощения величина k(435) около 0,004. Это означает, что уже для клеток раднусом 12 мкм v = 1, а для бо́льших частиц v еще больше. Коэффициент $\eta(v)$, таким образом, заметно меньше единицы, т. е. спектры пигментов и планктонной взвеси будут заметно отличны.

На рис. 5.3 приведены данные прямых измерений оптической плотности (по поглощению) некоторых видов живого планктона по данным работы [179]. По оси ординат — значения \varkappa в относительных единицах. Абсолютные значения \varkappa (λ) будут пропорциональны концентрациям соответствующего вида. На рис. 5.3 видно, что, в отличие от непрерывного поглощения желтым веществом, поглощение планктоном имеет локальные максимумы. Мы видим большой максимум при $\lambda = 435$ нм (синяя полоса хлорофилла 420—460 нм), сравнительно прозрачную область между 530 и 650 нм и второй меньший максимум при 675 нм (красная полоса хлорофилла 660—710 нм). Наличие двух максимумов поглощения — характерная черта растительных пигментов. Добавим к этому, что красный максимум обязан своим происхождением хлорофиллу и его производным, тогда как в синей области спектра поглощают все пигменты и продукты их превращений.

Обращает на себя внимание, что спектры разных видов планктона, приведенные на рис. 5.3, качественно похожи друг на друга и в общих чертах совпадают со спектром поглощения хлорофилла-а — главного пигмента планктонных клеток. Это связано с тем, что спектры поглощения различных пигментов близки друг к другу.



I — диатомовые (Ciclotella sp.); 2 — динофлагелляты (Amplidium sp.); 3 — зеленые флагелляты (Chlamydomonas); 4 — естественная популяция в водах Вудс-Хола.



Рис. 5.4. Зависимость между концентрацией хлорофилла-а, c_a и суммарной концентрацией всех пигментов c_{Σ} в природных популяциях фитопланктона.

Кроме того, общая концентрация пигментов, содержащихся в верхнем эвфотическом слое, тесно коррелирует с содержанием хлорофилла-а. Это видно из рис. 5.4 из работы [179]. В той же работе Ч. Ентча приведены значения удельной оптической плотности $E(\lambda) = \lg(I_0/I)$ на пути 1 м. Величина *E* связана с удельным поглощением пигментами взвеси фитопланктона $\varkappa_n^{y_A}$, т. е. с поглощением, отнесенным на единичную концентрацию *с* хлорофилла-а, формулой $\varkappa_n^{y_A} = 2,30E$. Она представлена в табл. 5.2.

11*

Абсолютное значение поглощения х будет

$$\kappa_n = c \kappa_n^{\gamma A}$$

По значению концентрации с океанские воды делятся на три типа. К олиготрофным относят воды, у которых в верхнем 100-метровом слое с порядка 0,1 мг/м³, мезотрофным — 0,3 мг/м³ и эвтрофным — 0,5 мг/м³ и более. В синем максимуме поглощения $(\lambda = 440 \text{ нм})$ в среднем для перечисленных трех типов вод к соответственно будет 0,01; 0,03 и 0,05 м⁻¹, в красном ($\lambda = 670$ нм) $\varkappa = 0,004$; 0,012 и 0,02 м⁻¹. Формула (5.13) и связанное с ней понятие об жа основаны на законе Бера. Из вышеизложенного ясно, что этот закон верен, только если характеристики распределения клеток по размерам $[f(a), a_1$ и $a_2]$ и оптические константы вещества не будут изменяться. Если это условие не соблюдено, то и не будет просто пропорционален концентрации с. Чтобы проверить, как же обстоит дело в реальной океанской воде, в работе [48] для спектрального диапазона 430-435 нм ж^{уд} был рассчитан двумя разными способами: 1) теоретически по данным о спек-тре частиц взвеси и значениям k, определенным по формулам главы 4; 2) непосредственно как разность между полным ж и суммой показателей поглощения чистой океанской водой жь и желтым веществом жжв. Для всех проб параллельно измерялась концентрация хлорофилла-а. Результаты представлены в табл. 5.3.

Таблица 5.2

показатель удельного поглощения пигментами фитопланктона «^{у1} (м²/мг)

λнм	• •			•				•	400	410	420	430	440	450	460	470	480
х ^{уд} •	104						•		. 506	598	736	805	965	874	736	598	575
λ"нм	• •					•	•		490	500	510	520	540	560	580	625	630
к ^{уд} .	104				•				437	253	172	115	71	60	69	69 ·	87 -
λHM									645	650	655	660	665	670	675	700	
и ^{уд} .	104	•	٠	•	•	٠	•	•	69	80	92	138	230	414	246	41	

Таблица 5.3

ИЗМЕНЧИВОСТЬ УДЕЛЬНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ПИГМЕНТАМИ ФИТОПЛАНКТОНА

	ж ^{уд.} - 104 м²/мг П	⁶ ж ^{уд} %	Цисло проб
Теоретический расчет по спектру взвеси	800-1180	80	45
Разность $\varkappa - (\varkappa_B + \varkappa_{жB})$	940	90	69

В табл. 5.3 приведены средние значения по пробам и коэффициенты вариации δ_x . Мы видим, что средние близки к данным табл. 5.2, однако вариации $\varkappa_n^{y_A}$ велики — они составляют почти 100 %. Некоторую часть вариации, возможно, надо отнести за счет ошибок измерений или расчетов. Но основная ее часть, несомненно, свидетельствует о большой изменчивости клеток и состава пигментов. Величины δ_{χ_n} определяют точность, с какой можно использовать данные табл. 5.2 для определения \varkappa_n .

Экспериментальные данные о поглощении частицами взвеси получаются либо на пробах взвеси, либо как разность между поглощением фильтрованного и нефильтрованного образцов. При измерениях на пробах сравниваются чистый фильтр и фильтр с частицами. Фактически определяется ослабление, но делается это так, что на приемник вместе с прямым пучком попадает и весь рассеянный свет. Для этого используется интегрирующая сфера или пластинка из молочного стекла, так как индикатриса взвеси сильно вытянута и практически достаточно собрать свет, рассеянный в переднюю полусферу. Кроме того, для подобных измерений Ентч предложил метод «просветленного» фильтра [180]. Он покрывал фильтр с пробой кедровым маслом и считал, что при этом исчезнет рассеяние, так как коэффициенты преломления масла и взвеси близки *.

Некоторые результаты измерения поглощения на частицах взвеси из работы [180] приведены на рис. 5.5. Мы видим, что если в верхних слоях отчетливо видны полосы пигментов, то ниже 100 м наблюдается почти монотонное возрастание поглощения в область коротких волн. Оно очень похоже на поглощение желтым веществом. Колебания в наклоне кривых $\times(\lambda)$ говорят о влиянии разных ослабляющих компонент **.

Подробное исследование спектров поглощения взвеси выполнил Б. В. Коновалов [40]. В его работе изучено более 1600 спектрофотограмм, пробы отбирались в пределах эвфотического слоя в Тихом, Атлантическом и Индийском океанах, а также в Японском, Баренцевом и Черном морях. На рис. 5.6 приведены некоторые полученные им результаты. Нужно подчеркнуть, что как в полных спектрах взвеси, так и в спектре экстрактов пигментов фитопланктона видно множество полос поглощения. Это говорит о большом наборе разнообразных поглощающих веществ в океанской воде. Полосы поглощения их разбросаны практически по всему види-

^{*} Это та же идея, что используется в фильтрах Христиансена. Однако объяснение Ентча неверно. В действительности рассеяние не исчезает: 1) точное совпадение лабе невозможно; 2) частицы и среда отличаются по k. Однако близость лотя к единице приводит к сильному вытягиванию индикатрисы и в схеме [180] резко увеличивает долю рассеянного света, попавшего на приемник. Поэтому в работе [180] данные с «просветленным» фильтром оказались похожими на данные, получаемые с молочной пластинкой.

^{**} Рисунок 5.5 относится ко всей взвеси. Ч. Ентч отмечает, что у живых клеток на глубинах >5... 10 м остается только синяя полоса поглощения, так как туда проникает только синий свет (см. рис. 1.5).

мому спектру. Автор указывает, что в этом наборе можно обнаружить до 50 каратинондов, ряд хлорофиллов и более десятка продуктов их превращений. В заметных концентрациях, однако, кроме хлорофиллов и продуктов их превращения, встречаются лишь фу-



Рис. 5.5. Примеры спектрального распределения поглощения частиц взвеси $\kappa_r(\lambda)$. Пробы брались с указанных глубин в декабре 1960 г. в северозападной части Атлантического океана.



Рис. 5.6. Спектры оптической плотности поглощения света взвесями (1), смесью пигментов, экстрагированных из взвеси (2), взвесями, в которых пигменты разрушены (3).

коксантин, перидинин, α - и β -каротины, диатоксантин и α -зеакаротин. При разрушении пигментов фитопланктона (это делалось с помощью воздействия на осадок перекиси водорода и УФ облучения) оставалось поглощение, присущее детриту и минеральным частицам. Оно монотонно возрастало в коротковолновую сторону. Возможность «увидеть» полосы тех или иных пигментов, естественно, зависела от доли поглощения, приходящегося на минеральные частицы и детрит. По возрастанию этой доли и постепенному исчезновению спектральных деталей автор делит все полученные им спектры поглощения на четыре типа. В последнем, четвертом типе

остается только одна полоса поглощения при $\lambda = 675$ нм и полоса пропускания при $\lambda = 652$ нм. При этом доля поглощения, приходящаяся на детрит и минеральные частицы, доходит до 80 %. За $\lambda = 652$ нм, в сторону коротких волн, поглощение монотонно возрастает.

5.2. ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА ОКЕАНСКОЙ ВОДОЙ

5.2.1. ОБЩАЯ КАРТИНА ЯВЛЕНИЯ

Обратимся теперь к анализу суммарного эффекта — показателя поглощения реальной океанской воды, т. е. к анализу функции $\kappa(\lambda, z)$. Хотя конкретный вид спектра поглощения $\kappa(\lambda)$ зависит от взаимного вклада разных компонент, можно отметить три общие закономерности, которые помогают ориентироваться в хаосе экспериментальных спектров. Во-первых, в целом, поскольку спектральная изменчивость показателя рассеяния $\sigma(\lambda)$ невелика, все кривые $\kappa(\lambda)$ похожи на кривую $\varepsilon(\lambda)$, приведенную на рис. 1.3. Они имеют минимум в сине-зеленой области. Возрастание и с ростом λ обязано чистой воде, с уменьшением λ — растворенному веществу и частицам. Положение минимума связано с абсолютными значениями поглощения. В чистых океанских водах минимальное поглощение обнаруживается вблизи 510 нм, у более прозрачных вод минимум сдвигается к 490 нм или даже к 470 нм, т. е. совпадает с положением минимума поглощения чистой воды. С увеличением мутности минимум сдвигается к большим λ. Так, для мутных вод Балтийского моря он лежит в желто-зеленом или даже желтом (до 570 нм) участке спектра. Трансформация спектра видна из схематического рис. 5.7, построенного в работе [179], где показано, как смещается минимум поглощения при различных концентрациях хлорофилла-а.

Эта первая, главная закономерность в структуре спектра $\varkappa(\lambda)$ определяет спектральный состав дневного света на разных глуби--нах в океане. Рассеяние само по себе малоселективно, оно только увеличивает длину пробега фотонов в воде. В результате с глубиной дневной свет в море синеет (см. рис. 1.5). Кривые, подобные изображенным на рис. 1.5, получены многими авторами. Нас не должно удивлять то, что в них не видно полос поглошения растворенных или взвешенных веществ, хотя хорошо известно, что в атмосфере детальный спектр солнечного излучения очень изрезан. В океанской воде, как и в любой конденсированной системе, из-за сильного взаимодействия между молекулами имеются только размытые, широкие полосы поглощения. Кроме того, при стандартных гидрооптических измерениях, которые производятся с крупным шагом по спектру, все спектральные детали пропадают. При применении приборов с большим спектральным разрешением и, что еще важнее, с непрерывной регистрацией по спектру (типа подводных монохроматоров с решеткой) можно увидеть, что в богатых планктоном водах спектральная облученность «сверху» представляет собой двухвершинное распределение, разделенное «провалом», соответствующим полосе поглощения хлорофиллом и сопутствующими пигментами в районе $\lambda = 430$ нм. В качестве примера на рис. 5.8 по [26] приведена запись спектральной облученности во внутренних водах Яванского моря, отличающихся повышенной мутностью вследствие высокой биологической продуктивности.





Числа на кривых указывают концентрацию хлорофияла а в мг/м³. Пунктиром отмечено положение минимума.



Рис. 5.8. Пример записи спектра подводной облученности подводным монохроматором (заметен «провал» спектра в районе $\lambda = 430$ нм).

Подобный же провал наблюдается в спектральной облученности «снизу». Глубина «провала» при $\lambda = 430$ нм оказалась приблизительно пропорциональной концентрации хлорофилла, с коэффициентом корреляции между этими величинами r = 0.88 [26].

Вторая общая закономерность, относящаяся к $\varkappa(\lambda)$, видна из кривых рис. 5.9 и из данных табл. 5.4 (по [47, 48]). В красной области разные кривые $\varkappa(\lambda)$ универсальны.

Большая изменчивость поглощения наблюдается в коротковолновой части спектра. В водах Балтийского моря, например, поглощение в этой части спектра почти на два порядка превышает поглощение в океанских водах. В красной области поглощение обусловлено в основном чистой водой. В относительно бедных океанских водах граница, где все кривые $\varkappa(\lambda)$ становятся универсальными, лежит примерно при $\lambda = 570$ нм. Для $\lambda \leq 570$ нм спектры $\varkappa(\lambda)$ разные и несут информацию о составе отдельных поглощающих компонент; для $\lambda > 570$ нм кривые $\varkappa(\lambda)$ практически совпа-

дают. В красной области поглощение чистой водой столь велико, что в океанских водах, как правило, нельзя увидеть красный максимум поглощения хлорофилла при 670 нм, который обычно не превышает 0,02 м⁻¹. Его величина мала по сравнению с поглощением чистой водой (которое составляет при 670 нм 0,34 м⁻¹).



Рис. 5.9. Спектральный показатель поглощения света для различных вод (м⁻¹). 1 — Саргассово море: 2 — Карибское море: 3 — Готландская впадина Балтийского моря: 4 — Тихий океан, район о-вов Галапагос на глубине 20 м; 5 — то же, на глубине 200 м; 6 впадина Тонга; 7 — Пассатное течение в Индийском океане.

В противоположность этому в озерах и реках, где хлорофилла много, красный максимум виден отчетливо. На рис. 5.10 мы приводим пример записи дифференциального спектра поглощения в поверхностной пробе воды из озера Байкал в 7 км от залива Усть-Анга (концентрация хлорофилла 0,6 мг/м³) [2].

Вид спектра $\varkappa(\lambda)$ в коротковолновой области ($\lambda < 570$ нм), там, где он информативен, зависит от соотношений между двумя главными поглощающими компонентами — растворенной органикой

Таблица 5.4

ЗНАЧЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ПОКАЗАТЕЛЕЙ ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА «(A)-10 В РАЗЛИЧНЫХ РЕГИОНАХ (м-1)

	Горизонг.				T	лина волн	4, HM				
Район измерений	Ŵ	390	410	430	450	470	490	510	530	550	570
Атлантический океан											
Северное пассатное те-	0	0,32	0,34	0,21	0,18	0,14	0,12	0,18	0,39	0,34	0,55
чение Саргассово море Гольфстрим Карнбское море	000	- 0,41 2,0	0,34 0,9	0,25 0,44 0,34	0,16 0,41 0,23	0,14 0,00 0,18	0,18 0,30 0,14	0,23 0,14 0,14	0,39	0,50 0,48 0,32	0,67 0,55
Тихий океан Северная субтропическая	8	0,85	0,71	0,48	0,37	0,23	0,14	0,14	0,29	0,39	0,68
конвергенция Панамский залив Впадина Тонга Воды материкового скло- на около Перу	10 000 10 000 10 000	1,2 3,8 1,6 1,6	1,4 0,37 3,0 1,3	0,23 0,85 0,85	$ \begin{array}{c} 1,1\\ 0,12\\ 1,8\\ 0,63\end{array} $	0,80 0,09 1,4 0,41	0,09	0,44 0,8 0,26	0,25 0,73 0,3	0,51 0,32 0,74 0,43	0,62 0,55 0,70
Индийский океан Пассатное течение Южная тропическая кон- вергенция	0000	0,55	0,37 0,46 0,16	0,29 0,43 0,07	0,31 0,38 0,03	0,17 0,03 0,03	0,18 0,24 0,04	0,10 0,10	8,8,8,8 6,0,0,0	0,41 0,35 0,35	0,52
Центральная часть Бен- гальского залива Вблизи дельты Ганга	0 10	0,53 0,33	0,37 0,6	0,36 2,0	0,28 1,6	0,21 1,3	0,98	0,08	0° 28' 0	0,54	0,98 0,98
Балтийское море Готландская впадина Ирбенский залив Рижский залив	000	7,1 18,0 27,0	4,8 12,0 19,0	3,4 12,0	0,0 0,0 0,0	- 4 % 7 % %	0,90 3,40 0,24	0,64 4,4	3,93 6	0,32 1,7 3,0	0,55

.

и пигментами фитопланктона. Пигменты имеют характерные полосы, и если фитопланктона много, как это наблюдается в верхнем эвфотическом слое, то на кривых $\kappa(\lambda)$ виден характерный максимум. На рис. 5.11 мы приводим данные о $\kappa(\lambda, z)$ на разных глубинах в Гольфстриме, полученные в 5-м рейсе НИС «Дмитрий Менделеев». На глубинах 50 и 100 м синий максимум виден от-







четливо. Он наблюдается и на других глубинах, но менее отчетливо, иногда только намечается. Мы можем, таким образом, сформулировать третью общую закономерность, касающуюся вида функции $\varkappa(\lambda)$ в коротковолновой части спектра. Спектры поглощения можно разбить на два типа: первый, у которого поглощение монотонно возрастает в сторону коротких длин волн, и второй, у которого имеется небольшой локальный максимум при 410— 430 нм. Преобладание растворенного вещества приводит к первому типу спектра, «живой» взвеси — ко второму. Типичные результаты приведены на рис. 5.12 и 5.13, где показано поглощение, избыточное по сравнению с дистиллированной водой. Первый рисунок относится к водам Балтийского моря, богатым желтым веществом и растворенной органикой. Хотя здесь наблюдается некоторое изменение спектра поглощения с глубиной, однако все полученные спектры относятся к первому типу. На втором рисунке приведены спектры поглощения, измеренные в области прозрачных вод к северо-западу от о. Раротонга. Четкий максимум при 430 нм на горизонте 50 м заметно уменьшается на горизонте 200 м, но зато возрастает поглощение при 380—390 нм. На горизонтах 500 и



2000 м эти изменения в спектре обнаруживаются еще сильнее. Картина, приведенная на рис. 5.13, является типичной для океанских вод. Хорошо видно, что поглощение взвесью уменьшается с глубиной. Поглощение растворенными веществами, наоборот, в глубинных слоях больше, чем в поверхностном. На горизонте 200 м оно примерно в два раза выше, чем на горизонте 50 м; на 2000 м оно несколько уменьшается, но все равно превышает поглощение растворенными веществами на 50 м. Изменение спектров поглощения с глубиной связано с изменением состава воды. В поверхностном слое существенную роль играют клетки живого фитопланктона, с глубиной они разлагаются и возрастает роль растворенной органики. Разумеется, деление спектров поглощения на два

типа следует рассматривать как некоторое моделирование. В реальных условиях возможны кривые, промежуточные между обоими типами (см. рис. 5.11). Добавим, что второй тип (кривые с максимумом) встречается лишь в верх-

нем 200-метровом слое, но даже здесь он менее распространен, чем первый. В ближней ультрафиолетовой области поглощение резко возрастает в сторону коротких длин волн из-за желтого вещества, и, возможно, других компонентов, а также и за счет неорганических солей. Поэтому при учете ультрафиолетовой области спектры второго типа должны иметь такой вид, как на рис. 5.11, на горизонте 50 м.

Изменение поглощения с глубиной показано на рис. 5.14. Как правило, поглощение уменьшается с глубиной, причем это уменьшение проявляется сильнее для 430 нм, чем для 390 нм. В некоторых случаях, однако, наблюдается локальное увеличение поглощения в промежуточных слоях и в особенности вблизи дна (рис. 5.14).



Рис. 5.14. Примеры изменения поглощения, избыточного по сравнению с чистой водой, х_{вещ} с глубиной (Индийский океан, экватор, 76° в. д.).

 $1 - \varkappa_{\text{Bett}}$ (390); $2 - \dot{\varkappa}_{\text{Bett}}$ (430).

5.2.2. ИЗМЕНЧИВОСТЬ ПОКАЗАТЕЛЯ ПОГЛОЩЕНИЯ

В работе [48] рассмотрена изменчивость $\kappa_{\text{beut}}(\lambda)$. Обработке были подвергнуты данные по Индийскому и Тихому океанам. Обрабатывались только значения κ при $\lambda \leq 490$ нм, при больших λ показатель $\kappa(\lambda)$ мал и точность измерения его недостаточна. Кроме того, с ростом λ возрастает поглощение чистой водой, так что вариации показателя поглощения морской воды $\kappa(\lambda)$ уменьшается. Для поверхностных проб Индийского океана, например, коэффициенты вариаций оказались равными 43, 19, 10 и 6 % для 510, 530, 550 и 570 нм соответственно. Результаты расчетов приведены в табл. 5.5.

Отметим, что поглощение в поверхностных водах больше, чкм в глубинных, и что все средние спектры (даже поверхностные) относятся к первому типу. Это связано с большей распространенностью спектров этого типа. Спектры глубинных вод оказались более крутыми. В поверхностных водах при изменении λ от 390 до

	1	Индийс	кий океан			Тихи	океан	
1	≤ 10)0 м	> 1	00 м	≤ 10	00 м	> 10	Эм
А НМ	Жвещ	ôx	жвеш	ô _x	× _{Bettt}	ôĸ	жвещ	δ _x
390 410 430 450 450 470 490 Число	0,068 0,056 0,046 0,035 0,028 0,020	156 146 143 140 132 145	0,064 0,054 0,039 0,026 0,017 0,011 2	133 124 130 142 182 182 182	0,095 0,077 0,063 0,047 0,036 0,025 7	132 136 149 151 161 172 7	0,072 0,058 0,042 0,028 0,018 0,011	57 53 50 54 61 82 9

СРЕДНИЕ ЗНАЧЕНИЯ ПОКАЗАТЕЛЕЙ ПОГЛОЩЕНИЯ ВЕЩЕСТВА Жеещ (Å) (м-1) И СРЕДНИЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ ВАРИАЦИИ ЭТИХ ВЕЛИЧИН б (%) ПС ВЫБОРКЕ

490 нм х_{вещ} убывает в 3,4—3,8 раза, в глубинных — заметно больше (в 5,8—5,5 раза). Интересна близость не только формы спектров, но и абсолютных значений показателей поглощения глубинных вод

обоих океанов. Что касается различия в жещ поверхностных вод, то ему не следует придавать большого значения. Просто большая часть проб по Тихому океану относится к мутным водам вблизи побережья Перу и на востоке экваториальной области. Рассмотрим данные о величине вариации δ_ж. Прежде всего надо отметить, что они весьма значительны. Для поверхностных проб вариации составляют 130—170 %. Для глубинных проб в Тихом океане (где выборка более представительна) они заметно меньше - 50-80 %. Это кажется понятным, а различие в б_х в глубинных водах обоих океанов скорее вызвано малым числом проб и локальными особенностями измерений в Индийском океане. Спектральный ход средних квадратических отклонений подобен ходу средних значений — они растут при уменьшении λ. Противоположное изменение коэффициентов вариации связано с возрастанием вклада ошибок измерений изещ. Средние квадратические отклонения в обоих океанах в поверхностных водах выше, чем в глубинных. Разумеется, данные табл. 5.5 не универсальны. Это результат обработки конкретного набора проб, но, так как этих проб довольно много, их можно использовать для различных оценок.

Поскольку поглощение в основном определяется небольшим числом изменяющихся компонент, естественно, встает вопрос о возможности приближенного определения $\varkappa(\lambda)$ для любой длины волны его значением при нескольких фиксированных длинах волн. В спектрах первого типа, которых большинство, достаточно, вероятно, одной фиксированной длины волны. В связи с этим были рассчитаны коэффициенты корреляции $r[\varkappa(\lambda_i), \varkappa(\lambda_j)]$ для всех четырех выборок, указанных в табл. 5.5. Они оказались больше 0,96 во всем исследуемом спектральном диапазоне. Исключение составляют лишь значения $r[\varkappa(490), \varkappa(\lambda)]$ для глубинных вод Тихого океана (0,75—0,95), но это, возможно, влияние погрешностей измерений, которое для этой выборки проявляется сильнее, так как природные вариации поглощения здесь меньше.

С учетом высоких значений коэффициентов корреляции в работе [44] были рассчитаны коэффициенты $b(\lambda)$ и $a(\lambda)$ в уравнении регрессии

$$\varkappa(\lambda) = b(\lambda) \varkappa(\lambda_{\phi \mu \kappa c}) + a(\lambda)$$
(5.14)

для объединенных массивов данных из табл. 5.5. В качестве $\lambda_{\text{фикс}}$ была выбрана длина волны 430 нм. Оказалось, что ошибки perpec-сии не превышают 0,02 м⁻¹. Эта методика «восстановления» спектра κ(λ), однако, неудобна тем, что существенно опирается на значения ж (430). Случайные ошибки в этой величине могут сыграть неправомерно большую роль. Поэтому в работе [48] была рас-смотрена другая схема. Для данных из того же массива были определены собственные значения и векторы ковариационных матриц. Напомним, что разложение случайной функции по собственным векторам ее ковариационной матрицы обеспечивает наиболее точное (в смысле среднего квадратического приближения) представление ее малым числом членов ряда. Доказывается, что собственные векторы некоррелированы и что суммарная дисперсия равна сумме собственных значений матрицы. Ценность метода объясняется тем, что обычно достаточно двух-трех собственных чисел, чтобы получить дисперсию. Так, в нашем случае оказалось, что уже первое собственное число практически соответствовало суммарной дисперсии (98,7 % для поверхностных и 87,5 % для глубинных вод). Поэтому при разложении спектра »(λ) достаточно было ограничиться лишь одним собственным вектором ψ₁(λ):

$$\varkappa(\lambda) = \overline{\varkappa(\lambda)} + c_1 \psi_1(\lambda), \qquad (5.15)$$

где c_1 — соответствующий коэффициент разложения. Значения $\varkappa(\lambda)$ и $\psi_1(\lambda)$ для поверхностных и глубинных вод даны в табл. 5.6.

Таблица 5.6

СРЕДНИЕ ЗНАЧЕНИЯ ПОКАЗАТЕЛЕЙ ПОГЛОЩЕНИЯ ОКЕАНСКОЙ ВОДЫ Ж(λ) (м-1) И ПЕРВЫЕ СОБСТВЕННЫЕ ВЕКТОРЫ ψ₁(λ) (м-1)

	Поверхностные вод	ы≼ 100 м (135 проб)	Глубинные воды ;	Глубинные воды > 100 м (103 пробы)			
λнм	x (λ)	ψι (λ)	Χ (λ)	ψι (λ)			
390 410 430 450 470 490	0,035 0,071 0,057 0,044 0,033 0,026	0,595 0,496 0,433 0,326 0,261 0,194	0,078 0,063 0,045 0,030 0,020 0,020 0,015	0,668 0,524 0,379 0,270 0,209 0,141			

Средняя по спектру теоретическая ошибка формулы (5.15) составляет всего 0,003 м⁻¹ для поверхностных и 0,002 м⁻¹ для глубинных вод.

Коэффициент c_1 можно определить по измеренному значению $\varkappa(\lambda_{\phi н \kappa c})$, причем в этом методе в качестве $\lambda_{\phi н \kappa c}$ можно взять любую λ из исследуемого спектрального диапазона. Разумеется, лучше в качестве $\lambda_{\phi н \kappa c}$ выбрать λ в коротковолновой части диапазона, так как погрешности измерения здесь меньше.

Проверка возможности восстановления »(λ) указанным методом для 69 поверхностных проб в водах Индийского океана (по данным 10-го рейса НИС «Дмитрий Менделеев») показала, что в большинстве случаев ошибки восстановления не выходили за пределы теоретической оценки. Максимальные расхождения при использовании в качестве $\lambda_{\phi_{HKC}}$ длины волны 390 нм в 43 случаях не превысили 0,01 м⁻¹ и только в 6 случаях превысили 0,02 м⁻¹, причем 5 из них относились в станциям № 783, 784, расположенным вблизи дельты Ганга*. Кроме этих уникальных вод, малая точность подучалась и для спектров второго типа. Последнее естественно, так как табл. 5.6 построена по спектрам первого типа. Если используется x (390), то формула (5.15) дает для этих спектров занижение в области максимума. К счастью, спектры второго типа встречаются в океане довольно редко, значения максимумов небольшие, соответственно не очень велики будут и ошибки восстановления по формуле (5.15).

5.2.3. ОТНОСИТЕЛЬНАЯ РОЛЬ РАЗЛИЧНЫХ ФАКТОРОВ

Поглощение света океанской водой обусловлено сложной совокупностью многих факторов. Попытки выяснения относительной роли разных факторов предпринимались путем измерения поглощения фильтрованными и нефильтрованными образцами океанской воды [44] и взвесью, собранной на фильтрах с разными размерами пор [40, 48, 180], с сохраненными или разрушенными пигментами.

По 14 пробам 5-го рейса НИС «Дмитрий Менделеев» доля взвеси в общем поглощении веществом для верхнего 200-метрового слоя составляет примерно 40 % для 390 нм и около 70 % для 430 нм. Как правило, спектры поглощения взвеси не имеют ярко выраженного максимума при 430 нм, как на рис. 5.11 на горизонте 50 м. У них хорошо выражен лишь красный максимум поглощения пигментами, а синий обычно сглажен. Мы уже отмечали гипотезу Ч. Ентча о том, что это вызвано поглощением желтым веществом, адсорбированным на малых частицах взвеси. Эта гипотеза подтверждается также новыми данными, полученными в ИОАН [40, 48]. Согласно этим данным, поглощение взвесью с разрушенными пигментами составляет обычно 0,3—0,8 общего поглощения осадком на фильтре.

^{*} Координаты этих станций указаны в статье Л. М. Бреховских [9].

Представим показатель поглощения морской воды в виде суммы

$$\varkappa(\lambda) = \varkappa_{\kappa}^{\gamma_{A}}(\lambda) c_{\kappa} + \varkappa_{n}^{\gamma_{A}}(\lambda) c_{\kappa n} + \varkappa_{n}(\lambda), \qquad (5.16)$$

где $\chi_{m}^{ya}(\lambda)$ и $\chi_{n}^{ya}(\lambda)$ — удельное поглощение желтым вешеством и пигментами фитопланктона; c_{m} и c_{xn} — их концентрации; $\varkappa_{B}(\lambda)$ — показатель поглощения чистой воды.

Для простоты будем считать спектральные зависимости $\varkappa_{m}^{y_{A}}(\lambda)$ и $\varkappa_{n}^{y_{A}}(\lambda)$ неизменными для разных вод; для $\varkappa_{m}^{y_{A}}(\lambda)$ примем зависимость $e^{-0.015\lambda}$, а для $\varkappa_{n}^{y_{A}}(\lambda)$ за неимением лучшего — значения из габл. 5.2. Поскольку концент-

рация желтого вещества определяется по его поглощению (см. главу 3), первое слагаемое в формуле (5.16) напишем в виде $\varkappa_{\mathfrak{R}}(390)e^{-0,015(\lambda-390)}$, где $\varkappa_{\mathfrak{R}}(390)$ — показатель поглощения желтого вещества при 390 нм. Его значение можно находить как разность между измеренным значением $\varkappa_{\text{вещ}}(390)$

Рис. 5.15. Расчет по модели (5.16) среднего спектра $\varkappa_{Bem}(\lambda)$ (1) и средних квадратических отклонений $S_{\varkappa}(\lambda)$ (2) для поверхностных вод Индийского океана.

Кривые — измеренные значения; кружки — рассчитанные.

й вещ, S и м⁻¹ 0,00 0,05 0 1 400 500 д нім

и величиной жуд (390) схя. Модель (5.16) двухпараметрическая: параметры — показатель поглощения ее входные ж(**390**) при 390 нм и концентрация хлорофилла-а — схл. Модель поглощения, описываемая формулой (5.16), очень груба. Она исходит из закона Бера, а как мы видели в начале этой главы, он не применим ни ко второму, ни даже к первому слагаемому в формуле (5.16). Тем не менее в работе [48] по ней проведен расчет среднего спектра поглощения для поверхностных вод Индийского океана. Результаты сравнены с данными, указанными в табл. 5.5. Расхождение между рассчитанными и измеренными значениями не превышает 0,004 м⁻¹ (рис. 5.15). Для отдельных проб совпадение, конечно, хуже, но при этом возрастает роль погрешностей измерений входных параметров в формуле (5.15): $\varkappa(\lambda)$ и концентрации хлорофилла c_{xx} . Однако и для отдельных проб расхождения не очень велики: для 69 поверхностных проб Индийского океана они только в 12 случаях превысили 0,01 м⁻¹ и ни разу не были больше 0,02 м⁻¹.

С помощью модели (5.15) можно оценить роль различных факторов в суммарном поглощении света морской водой. Результаты таких расчетов по Индийскому океану (данные 10-го рейса НИС «Дмитрий Менделеев») представлены в табл. 5.7. В синей области преобладающим фактором в поглощении даже в поверхностных водах является желтое вещество. Процентный вклад пигментов не превышает здесь 35 %, вклад воды 20 %. Для отдельных проб вклад пигментов, максимальный при 440-450 нм, варьирует от 3 до 82 %. В суммарном спектре «синий» максимум поглощения пигментами виден только тогда, когда вклад пигментов составляет 70 % и более. Однако подобные ситуации встречаются редко. Дело в том, что, как показывают наблюдения, между Схл и Сж имеется заметная корреляция. По тем же 69 пробам для Индийского океана коэффициент корреляции между ж_ж(390) и с_{хл} равен 0,577, что с доверительной вероятностью более 0,999 указывает на существование значимой связи между этими величинами. Это означает, что если, например, вклад пигментов начнет возрастать, то возрастает и вклад желтого вещества и «синий» максимум не «пробьется» [48]. Поэтому большинство спектров поглощения относится к первому типу даже при значительных концентрациях хлорофилла.

Таблица 5.7

ПРОЦЕНТНЫЙ	вклад	РАЗЛІ	лчных	компоне	нт в	СПЕКТРАЛЬНОЕ
Г	юглош	ЕНИЕ	CBETA	морской	вод	OPI

			Спектра	льный уча	сток, нм		
Компоненты	400430	430490	490-510	510-540	540-600	600670	670-680
		Повер	хностные	BOBM			
		Ол	иготрофи	ые			
Пигменты Желтое вещество Чистая вода	15—30 60—70 15	30—35 50—60 15—20	10—30 30—50 20—60	2-10 10-30 60-90	1-2 1-10 90-98	1 0,5 98—99	1 0,5 98—99
		Me	зотрофнь	le			
Пигменты Желтое вещество Чистая вода	15—25 65—80 9	2535 5565 515	10—30 45—55 15—40	3—10 20—45 40—80	13 220 8095	1 2 95—97	1-2 1 97-98
		Э	втрофные				
Пигменты Желтое вещество Чистая вода	1020 8090 3	20-25 70-80 3-7	10-25 65-70 7-30	4	1-4 4-40 60-95	1 4 95	24 1 96
	•	Глу	бинные во	бды			
Желтое вещество Чистая вода	90 10	70—90 10—30	40—75 25—60	10-45 55-90	1—15 85—99	1 100	0 100

По модели (5.15) можно также рассчитать дисперсию $D[\varkappa(\lambda_i)]$. Очевидно, она выражается через дисперсию c_{\varkappa} , $c_{\chi \pi}$ и ковариацию между этими величинами (поскольку они тесно связаны). Такие расчеты приведены в работе [48], и из них видно, что основная часть дисперсии связана с желтым веществом (от 50 до 90%), тогда как вариация из-за пигментов даже в максимуме поглощения при $\lambda = 450$ нм не превышает 9%. На рис. 5.15 приведено также сопоставление средних квадратических отклонений. Модель (5.15) воспроизводит их примерно с той же точностью, что и средние значения $\overline{\varkappa}_{\text{вещ}}(\lambda)$.

5.3. РАССЕЯНИЕ СВЕТА ОКЕАНСКОЙ ВОДОЙ

5.3.1. РАССЕЯНИЕ НЕСФЕРИЧЕСКИМИ И НЕОДНОРОДНЫМИ ЧАСТИЦАМИ

Перейдем теперь к анализу рассеивающих свойств реальной океанской воды. Как мы видели в главе 2, в действительности частицы взвеси неоднородны и несферичны. Не существует общего метода точного расчета рассеяния света подобными сложными частицами. Модель эквивалентных сфер, которую мы рассмотрели в главе 4, позволяет только в первом приближении описать картину рассеяния. Рассмотрим некоторые более детальные модели.

Несложный метод расчета рассеяния света ансамблем произвольных частиц в приближении Релея — Ганса предложен в работе [111]. Изложим его кратко. Реально визируемый объем содержит множество частиц, расположенных случайным образом. Это обстоятельство, обычно усложняющее расчеты, так как требует дополнительного интегрирования по ансамблю рассеивателей, позволяет рассмотреть некоторую усредненную задачу. В этой задаче рассеяние системой сложных частиц может быть сведено к рассеянию одной частицей случайной структуры. Статистические свойства этой структуры отражают интегральные характеристики исследуемого ансамбля.

Поскольку нашей целью является анализ рассеяния света частицами неправильной формы, мы с самого начала должны отказаться от метода разделения переменных в криволинейных координатах и использовать метод интегродифференциального уравнения, описанный в главе 4 [формулы (4.77) и (4.78)]. Во фраунгоферовом приближении для амплитуды рассеянного поля системы из N частиц найдем

$$\mathbf{E}_{\mathbf{p}} = \mathbf{s}_{1} \sum_{m=1}^{N} e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}_{m}} u_{m}(\mathbf{q});$$
(5.17)

$$\mathbf{q} = \mathbf{k} - k\mathbf{R}_0, \ \mathbf{s}_1 = \alpha \mathbf{E}_{0\perp} k^2 / R.$$

12*
Здесь \mathbf{r}_m — раднус вектора из центра ансамбля в центр *m*-й частицы, \mathbf{R} — в точку наблюдения ($\mathbf{R}_0 = \mathbf{R}/R$), \mathbf{r}''_m из центра *m*-й частицы в элемент объема. Величины α и $\mathbf{E}_{0\perp}$ те же, что в главе 4; $u_m(\mathbf{q})$ — формфактор частицы

$$u_m(\mathbf{q}) = \int_{\mathbf{v}_m} e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}_m'} d\mathbf{r}_m'.$$
 (5.18)

Вследствие случайных перемещений центров частиц, случайных вращений относительно их центров O_m (рис. 5.16) [при этом изменяется величина $u_m(\mathbf{q})$] происходит случайное изменение напряженности электрического поля.



Рис. 5.16. Расположение векторов в задаче о рассеянин на ансамбле. Точка O_m — центр *m*-й частицы; R_0 направление в точку наблюдения; *CD* — сечение частицы, перпендикулярное вектору q на расстоянии b от O_m .

Математическое ожидание электрического поля, рассеянного излучения $\langle E(r) \rangle$ в волновой зоне определяется усреднением выражения

$$\langle \mathbf{E}_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}) \rangle = \mathbf{s}_{\mathbf{i}} \left\langle \sum_{m=1}^{N} e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}_{m}} u_{m}(\mathbf{q}) \right\rangle.$$
 (5.19)

Будем считать координаты центра частицы и ее формфактор независимыми случайными величинами. Тогда, как показано в работе [111], оценка для среднего поля (5.19) будет

$$\langle \mathbf{E}_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}) \rangle = N \boldsymbol{\varepsilon}_{1} f_{1}(\mathbf{q}) \frac{1}{N} \sum_{m=1}^{N} u_{m}(\mathbf{q}).$$
 (5.20)

Здесь $f_1(q)$ — множитель, характеризующий интерференцию между частицами (см. главу 4). Он представляет собой характеристическую функцию плотности вероятности $\omega(r)$ нахождения центра частицы внутри освещенного объема V

$$f_1(\mathbf{q}) = \left\langle e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}} \right\rangle = \int_V e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}} \omega(\mathbf{r}) \, d\mathbf{r}. \tag{5.21}$$

При q = 0 функция $f_1(q) = 1$. С ростом q функция $f_1(q)$ быстро уменьшается и уже в области $\gamma \gg \lambda/L$ становится близкой к нулю [L - размеры области, см. формулу (4.96)].

Расчеты $u_m(\mathbf{q})$ можно заметно упростить, если заметить, что трехмерный интеграл можно преобразовать к одномерному. Дело

в том, что значение **qr**_m в фазовом множителе постоянно на плоскости, перпендикулярной **q** (см. рис. 5.16):

$$u_m(\mathbf{q}) = \int_{-\infty}^{\infty} B_m(\mathbf{q}, b) e^{-iqb} db, \qquad (5.22)$$

где $B_m(q, b)$ — площадь поперечного сечения *m*-й частицы, проведенного перпендикулярно q на расстоянии b от центра частицы. Обозначив через $\overline{B(q, b)}$ среднее выборочных значений площадей поперечных сечений частиц

$$\overline{B(\mathbf{q}, b)} = \frac{1}{N} \sum_{m=1}^{N} B_i(\mathbf{q}, b)$$
(5.23)

и через n — концентрацию частиц в объеме V, равную n = N/V, получим окончательное выражение для оценки среднего поля

$$\langle \mathbf{E} (\mathbf{r}) \rangle = n V \mathbf{\epsilon}_1 f_1 (\mathbf{q}) \int_{-\infty}^{\infty} \overline{B(\mathbf{q}, b)} e^{-iqb} db.$$
 (5.24)

Вычисление оценки среднего поля по формуле (5.24) значительно упрощает расчеты, поскольку преобразование Фурье применяется только к «усредненной» частице, а не ко всем N частицам V. Причем эта частица имеет более правильную («сглаженную») форму, чем отдельные частицы, которые могут принимать причудливые формы. Переход к оценке среднего поля по (5.24) с учетом (5.23) также позволяет упростить вычисления. При этом вместо трехмерного преобразования Фурье оцениваются одномерные преобразования площадей поперечных сечений, проведенных перпендикулярно q. Число сечений определяет точность оценивания среднего поля.

Для интенсивности рассеянного света $l(\gamma)$, для углов рассеяния γ , где интерференцией можно пренебречь [там среднее поле (5.24) равно нулю], средняя интенсивность равна сумме интенсивностей рассеяния на отдельных частицах

$$I = nV | \mathbf{s}_1^2 | \int_{-\infty}^{\infty} \overline{B(\mathbf{q}, b_1) B(\mathbf{q}, b_2)} e^{-iq(b_1 - b_2)} db_1 db_2, \qquad (5.25)$$

где

$$\frac{1}{N}\sum_{m=1}^{N}B_{m}(\mathbf{q}, b_{1})B_{m}(\mathbf{q}, b_{2}) = \overline{B(\mathbf{q}, b_{1})B(\mathbf{q}, b_{2})}$$
(5.26)

есть корреляционная функция площадей поперечных сечений частиц.

По формуле (5.25), расчет средней индикатрисы рассеяния на совокупности мягких частиц произвольной формы сводится к оценке средней интенсивности рассеяния на одной «случайной»

частице. Статистические характеристики размеров и формы такой частицы задаются корреляционными функциями ее поперечных сечений $B(\mathbf{q}, b_1)B(\mathbf{q}, b_2)$, которые определяются из соотношения (5.26) усреднением по частицам исследуемого объема. При определении отдельных реализаций функции $B_m(\mathbf{q}, b)$ удобно мысленно привести частицы к единому центру с учетом их ориентаций. В процедуре расчета, предписанного формулой (5.26), снимается вопрос об аналитическом задании формы частиц. Площадь сечений частиц можно оценить, например, на основании микрофотографии. При этом трудоемкая процедура вычисления преобразования Фурье проводится лишь над одной довольно гладкой функцией, описывающей усредненную частицу, а не над N частицами сложных форм. Далее, переход к оценке интенсивности по формуле (5.25) с учетом обозначений (5.26) упрощает вычисления вследствие перехода от трехмерного преобразования Фурье к одномерному.

Из оценки точности метода, приведенной в работе [111], следует, что ошибка зависит от точности, с которой измерены сечения частицы, и от числа сечений. Примеры показывают, что требования к этим характеристикам умеренные. Метод обобщается на частицы сложной структуры. Разумеется, в этом случае предполагаются известными корреляционные функции поляризуемости различных элементов объема частиц взвеси.

Экспериментальных работ по рассеянию неправильными частицами немного. Важное исследование выполнено Е. А. Федоровой *. Она изучала индикатрисы $x(\gamma)$ рассеяния света осколками стекла. Средние линейные размеры частиц составляли 44-50, 105-125, 177-210 и 210-250 мкм, коэффициенты преломления n = 1,5...1,9. Частицы падали в воздухе внутри цилиндрической камеры, по внутренней поверхности которой размещалась фотопленка. Фотопленка регистрировала свет множества частиц данного сорта, что позволило получать средние $\bar{x}(\gamma)$. Измерения проводились для зеленой линии ртути с $\lambda = 0,546$ мкм как в естественном, так и в поляризованном свете. Индикатрисы неправильных осколков оказались существенно отличными от индикатрис сфер. На рис. 5.17 приведены некоторые результаты ее измерений. Мы видим, что для осколков в диапазоне углов у 50—180° $\bar{x}(\gamma)$ практически неизменна. Для сфер с ростом у она заметно уменьшается (см. рис. 4.6). В работе [85] приведены также данные о распределении рассеянного потока внутри некоторого телесного угла $\Delta \omega$ — величина $x(\gamma) \Delta \omega$, а также коэффициенты асимметрии индикатрисы К. Для осколков угловое распределение значительно более гладко. Для трех типов стекол с n = 1,515; 1,717; 1,930 значение К для осколков оказалось соответственно равным 6,7; 5,2 и 4.0, а для сфер 32, 16 и 12.

^{*} Кандидатская диссертация защищена в июне 1952 г. Полностью опубликована только в 1957 г. [85].

Р. Ходкинсон изучал рассеяние света взвесями частиц кварца, алмаза, антрацитов и угля в воде [171]. Особое значение для оптики океана представляют данные по кварцу, для которого в воде m = 1,16. Интересный результат был получен для коэффициента ослабления на частице. Он показан на рис. 5.18. Для неправильных частиц острый резонансный максимум, характерный для монодисперсных сфер, исчезает. Наблюдается еле заметный максимум, похожий на тот, что получается для широких полидисперсных распределений. Это очевидный результат эффекта



Рис. 5.17. Индикатрисы рассеяния света стеклянными сферами (1) и неправильными осколками стекла (2) того же сорта (m=1,5147).



Рис. 5.18. Поперечник ослабления прозрачных частиц.

1 — расчет для сфер с m=1,16 по точным формулам; 2 — измерения для различных квазимонодисперсных фракций взвесей частиц кварца в воде.

усреднения фазового сдвига $\delta = 2\rho(m-1)$, возникающий при прохождении света через различным образом ориентированные частицы. Индикатрисы были измерены для набора частиц со средним р в диапазоне 12—74. Все кривые оказались гладкими, в отличие от многолепестковых кривых для монодисперсных сфер. При сравнении с расчетами для сфер оказалось, что примерно до $\gamma =$ $= 30^{\circ}$ расчетные кривые совпадают с экспериментальными. Для больших углов в работе [171], так же как и в работе [85], $x(\gamma)$ для неправильных частиц оказалось значительно больше, чем для сфер.

Обращаясь теперь к неоднородным частицам, отметим вначале, что точное решение задачи дифракции электромагнитных волн на двухслойных и многослойных сферах было практически одновременно опубликовано в трех работах [91, 130, 146]. Оно широко используется при изучении рассеяния света моделями клеток и во многих других задачах. В монографии М. Керкера [154] отмечены вообще все случаи, когда для радиально-симметричных частиц, т. е. частиц, для которых m = m(r), решение уравнения для радиальной функции может быть выражено через известные протабулированные функции. Экспериментально дифракция на частицах сложной формы была изучена Ф. С. Хариесом (мл.) [147]. С помощью 35-метровой камеры без линз, используя длительные экспозиции (до 1000 ч и более), он получил уникальные фотографии поля во фраунгеровой зоне от различных моделей. Некоторые из его моделей очень похожи на реальные частицы планктона.

Добавим в заключение, что множество расчетов дифракции на частицах сложной формы и структуры выполняется радиофизиками в связи с расчетами антенн. При этом рассматриваются не только те или иные конкретные антенны, но и разнообразные статистические ансамбли. Общий подход к этой проблеме и основные физические результаты изложены в монографии Я. С. Шифрина [126].

5.3.2. ОБЩИЕ СВОИСТВА ИНДИКАТРИС РАССЕЯНИЯ

Можно отметить три общих свойства морских индикатрис: 1) резкая вытянутость в направлении падающего пучка; 2) размытый минимум в диапазоне. 100—130°; 3) небольшое возрастание в обратном направлении. Если для молекулярного рассеяния и для очень малых частиц коэффициент асимметрии К равен 1, то для морской воды значения его могут доходить до 60-80 (у атмосферных индикатрис значения К не превышают 35 [90]). Это связано с присутствием в морской воде крупных биологических частиц, показатели т которых близки к единице. Молекулярное рассеяние может вносить существенный вклад на больших углах рассеяния (более 80 % при у = 135°), но с уменьшением угла рассеяния его роль быстро уменьшается (см. главу 3). На малых углах рассеяние полностью определяется взвешенными частицами и перепад интенсивности во всем диапазоне углов рассеяния может превышать 5 порядков. Величина σ(γ) изменяется здесь наиболее резко — в полулогарифмическом масштабе это изменение составляет примерно 0,6 lg/град вблизи 1° и 0,2 lg/град при 5°. С увеличением угла скорость изменения σ(γ) уменьшается — 0,01 lg/град при 80°; минимум рассеяния достигается где-то около 105-120°.

В. И. Маньковский в работах [55, 56] проанализировал более 200 показателей $\sigma(\gamma)$, измеренных в северной части Атлантики, Средиземном и Черном морях в слое до 200 м. Измерения проводились прибором in situ в углах γ от 1,5 до 152,5° с интервалом 5°. В область углов 0—1,5° значения экстраполировались по параболе вида $\lg \sigma(\gamma) = A + B\gamma + C\gamma^2$ по трем углам $\gamma = 1,5$; 7,5 и 12,5°; в углах 152,5—180° считалось, что $\sigma(\gamma) = \text{const.}$ Он приводит следующие значения экстремальных показателей $\sigma(\gamma)$ из исследованного им набора (табл. 5.8).

Интегральные характеристики показателей $\sigma_1(\gamma)$ и $\sigma_2(\gamma)$ указаны в табл. 5.9. Полные показатели рассеяния для них равны: $\sigma_1 = 0,404 \text{ m}^{-1}$, $\sigma_2 = 0,023 \text{ m}^{-1}$. И это в общем типично: чем больше σ , тем сильнее обычно вытянуты индикатрисы. Бо́льшая часть рассеянного света сосредоточена вблизи направления падающего

Таблица 5.8

y °	σ1 (γ) + 104	σ2 (γ) · 104	y °	σ1 (γ) · 104	σ2 (γ) + 104
0 1,5 4,5 7,5 12,5 17,5 27,5 37,5 37,5 57,5 67,5 77,5	3,17 5 1,07 5 1,60 4 3,94 3 1,14 3 4,25 2 1,01 2 4,51 1 2,23 1 1,43 1 1,01 1 6,0	1,04 4 3,53 3 6,65 2 1,98 2 7,17 1 3,61 1 1,39 1 8,0 4,3 3,0 1,9 1,3	87,5 92,5 97,5 102,5 107,5 112,5 122,5 132,5 142,5 142,5 147,5 152,5 180	3,8 3,8 3,4 3,2 3,6 3,5 3,6 4,5 5,6 7,2 7,8 7,8	1,2 1,3 1,4 1,3 1,5 1,6 1,7 2,1 2,7 2,6 2,7 2,7

ПОКАЗАТЕЛИ ()) (м-1-ср-1) С МАКСИМАЛЬНОЙ [()) И МИНИМАЛЬНОЙ [()) Асимметрией

пучка. Угол рассеяния γ^* , соответствующий телесному углу, в котором сосредоточена половина рассеянного светового потока, обычно лежит в пределах от 2 до 10°; согласно работе [55], его наименьшее значение 1,7°, наибольшее 14°. В работах [42, 55—57] можно найти таблицы отношений светового потока, рассеянного в диапазоне углов от 0 до γ , к полному рассеянному световому потоку для различных вод. В табл. 5.9 приведены предельные значения некоторых интегральных характеристик индикатрис рассеяния морской воды по работам [56] и [48].

Из таблицы видно, что предельные значения интегральных характеристик по разным данным совпадают между собой, несмотря на то, что данные работы [56] были получены in situ, тогда как

Таблица 5.9

ПРЕДЕЛЬНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ИНТЕГРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ИНДИКАТРИС РАССЕЯНИЯ

Характеристика	По данным [56]	По данным [48]		
Коэффициент асимметрии К	7,959,5	9,784,9		
Средний угол рассеяния $\overline{\gamma}^{\circ}$	7,1-28,9	7,7—30,1		
Средний косинус рассеяния соз у	0,7430,957	0,7 <u>4</u> 60,957		
Средний квадратичный угол рассея- ния $\sqrt{\gamma^3}$ °	_ ·	18,8-46,5		

данные в работе [48] — на пробах (по методике работы [47]*) Исключение составляют лишь максимальные значения коэффициента асимметрии K, которые различаются почти в 1,5 раза В работе [48] отмечается, что значения K больше 80 получались часто в верхних слоях, где они могут быть объяснены вкладом крупных биологических частиц. В глубинных водах, где количества таких частиц мало, максимальное значение K ниже, чем в поверхностных. На 100 м оно было равно 69,6, ниже 500 м — 58,8.

Таблица 5.10

ИЗМЕНЕНИЯ С ГЛУВИНОЙ б(у) (м-1·ср-1) И ИНТЕГРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК РАССЕЯНИЯ

γ°		Станци	я № 740		Станция 🅦 765				
	0 м	50 M	200 м	1000 м	. Ом	50 m	200 м	1000 m	
0,5 1 2 4 6 10 15 45 90 135	$\begin{array}{c} 1,6 & 1 \\ 9,3 \\ 3,5 & -1 \\ 4,1 & -1 \\ 1,2 & -2 \\ 2,5 & -3 \\ 4,4 & -4 \\ 5,5 & -4 \end{array}$	$\begin{array}{c} 1,2 & 1 \\ 6,5 \\ 2,6 \\ 6,6 & -1 \\ 3,0 & -1 \\ 1,3 & -1 \\ 5,4 & -2 \\ 2,5 & -3 \\ 6,0 & -4 \\ 6,3 & -4 \end{array}$	5,0 $2,5$ $7,4$ 1 $2,1$ 1 $9,8$ -2 $3,8$ -2 $1,4$ -3 $2,9$ $4,0$ 4	5,06 - 1 - 1 - 1 - 2 - 2 - 3 - 4 - 4 - 4 - 4 - 4 - 4 - 4 - 4 - 4	$\begin{array}{c} 6,9 & 1\\ 2,2 & 1\\ 9,2\\ 2,8\\ 1,2\\ 3,3 & -1\\ 1,3 & -1\\ 8,0 & -3\\ 1,7 & -4\\ 1,5 & -3 \end{array}$	$\begin{array}{c} 3,9 & 1 \\ 1,5 & 1 \\ 6,3 \\ 2,1 & -1 \\ 2,0 & -1 \\ 6,9 & -2 \\ 3,5 & -3 \\ 5,3 & -4 \\ 6,3 & -4 \end{array}$	$\begin{array}{c} 3,4 & 1 \\ 8,5 \\ 2,5 \\ 7,3 & -1 \\ 3,2 & -1 \\ 6,4 & -2 \\ 2,5 & -2 \\ 1,8 & -3 \\ 3,7 & -4 \\ 3,2 & -4 \end{array}$	$\begin{array}{c} 3,2 \\ 7,4 \\ 2,3 \\ 6,8 \\ 2,4 \\ 1,2 \\ 3,7 \\ 1,4 \\ 1,2 \\ 3,5 \\ 3,7 \end{array}$	
σM^{-1} δM^{-1} βM^{-1} $\frac{K}{\cos \gamma}$ $\tilde{\gamma}^{\circ}$	1,09 —1 1,06 —1 2,8 —3 3,78 1 9,21 —1 1,27 1	9,4 -2 9,0 -2 2,5 -3 2,45 1 8,91 -1 1,6 1	$\begin{array}{rrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrr$	2,7 —2 2,5 —2 2,3 —3 1,07 1 8,07 —1 2,19 1	3,13-1 3,04-1 8,7-3 3,51 1 9,14-1 1,33 1	1,94 —1 1,9 —1 3,4 —3 5,52 1 9,43 —1 1,03 1	$\begin{array}{rrrrr} 8,7 & -2 \\ 8,5 & -2 \\ 2,0 & -3 \\ 4,34 & 1 \\ 9,33 & -1 \\ 1,06 & 1 \end{array}$	$\begin{array}{rrrr} 7,2 & -2 \\ 7,0 & -2 \\ 2,0 & -2 \\ 3,14 \\ 9,24 \\ 1,05 \end{array}$	

В табл. 5.10 показано, как изменяются с глубиной значения σ(γ) и интегральные характеристики для двух станций в Индий ском океане: № 740 (зона южной тропической конвергенции) г № 765 (зона субэкваториальной дивергенции); координаты стан ций см. [9].

Из таблицы видно, что рассматриваемые станции заметно различны. Прежде всего это проявляется в абсолютных значения: рассеяния, причем различаются не только поверхностные, но в глубинные горизонты (исключая значения рассеяния под большими углами). Станции № 740 и 765 различны также по изменению с глубиной интегральных характеристик: на ст. № 765 значения I. $\overline{\cos \gamma}$ и $\overline{\gamma}$ изменяются слабо, на ст. № 740 изменения их с глубиной выражены резко. Эти изменения связаны главным образом с умень

^{*} Она описана в разделе 6.4. Минимальный угол рассеяния составлял тамвсего 20'.

шением рассеяния вперед, тогда как значения показателей рассеяния назад β для поверхностных и глубинных горизонтов близки между собой (и к значениям на горизонтах 200 и 1000 м на ст. № 765). Для океана вообще характерно уменьшение вытянутости индикатрисы рассеяния с глубиной. Это видно, например, из средних значений интегральных характеристик, рассчитанных в работе [48], по Индийскому океану (данные 10-го рейса НИС «Дмитрий Менделеев»)— < 100 м (80 проб) и ≥ 100 м (66 проб) (табл. 5.11).

Таблица 5.11

СРЕДНИЕ ЗНАЧЕНИЯ	ИНТЕГРАЛЬНЫХ	ХАРАКТЕРИСТИК	для	ПОВЕРХНОСТНЫХ
	И ГЛУБИ	нных проб		

Горизонт, м	σ м ⁻¹	бм ^{−1}	βм−1	к	cos y	۰ γ	$\sqrt{\overline{\psi^2}}$ °
≤100	0,146	0,142	0,0038	41,7	0,912	13,6	26,6
≥100	0,073	0,070	0,0030	26,2	0,881	15,8	31,3

Большинство индикатрис рассеяния морской воды имеет один минимум при 100-130°, однако на некоторых из них наблюдаются локальные экстремумы вблизи углов 30, 60, 80, 100 и 135° [55]. Ситуация здесь похожа на ту, что изображена на рис. 2.4. Подынтегральная функция в формуле для полидисперсной индикатрисы имеет резкий максимум для частиц определенного размера. Таким образом, оказывается, что в рассеяние под данным углом у решающий вклад вносят частицы некоторого определенного размера. Подобная «монохроматизация» приводит к появлению локальных максимумов, похожих на те, что наблюдаются при рассеянии на монодисперсных частицах (см. рис. 4.11, 4.12). Это видно из работ [123, 160]. На графиках, приведенных в работе [160], можно видеть, что для показателей преломления 1,05-1,15 и v = 3,1...3,5 на индикатрисах наблюдаются заметные локальные экстремумы. Положение локального максимума закономерно сдвигается в зависимости от значений показателя преломления m: 66° при 1,05; 76° при 1,075; 92° при 1,10; 106° при 1,15. Это означает, что для подобных индикатрис по положению экстремума можно оценить т.

5.3.3. СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И МОДЕЛИ ИНДИКАТРИС РАССЕЯНИЯ

Измерение индикатрис рассеяния морской водой в ИОАН ряд лет выполнялось с помощью спектрогидронефелометра СГН, разработанного В. Б. Вейнбергом с соавторами [39]. Этот прибор был рассчитан на измерения в интервале углов рассеяния γ от 0,5 до 145°. В процессе работы с ним, однако, выяснилось, что данные его в наиболее существенной области малых углов рассеяния $\gamma \leq 3^\circ$

ненадежны. Важным достижением оказалось привлечение для измерения в области малых углов принципа, разработанного ранее для определения индикатрис рассеяния на каплях облаков [95]. Этот метод основан на измерении распределения облученности в фокальной плоскости приемной линзы (см. раздел 6.4). На этом принципе был сконструирован прибор, описанный в работах [23, 99, 100]. Усовершенствованный вариант этого прибора («Стрела») был использован для измерений на пробах воды. Тот же принцип был применен также для измерения in situ (прибор «Посейдон»). Оба прибора и методика работы с ними описаны в работах [39, 47]. В комбинации с СГН эти приборы позволили измерять индикатрису в диапазоне углов 20'-145°. В результате были получены массовые данные о σ(γ). Первоначальный статистический анализ этих данных был проведен в работе О. В. Копелевича и В. И. Буренкова [43], затем полные данные были исследованы в работе [48]. В этой работе для расчета корреляционной и ковариационной матриц, собственных значений и векторов последней была использована выборка из 41 индикатрисы. Анализ корреляционной матрицы показал, что, в соответствии с ранее полученными результатами [43], имеет место взаимосвязанность рассеяния под углами 45—135° и плохая корреляция между рассеянием под малыми углами (0,5-4°) и рассеянием в углах 15-135°. Это означает, что рассеяние в области малых и больших углов обусловлено различными, независимыми друг от друга факторами. Этими факторами является, очевидно, крупная и мелкая фракция взвеси, о которых мы писали в главе 2. Каждая из этих фракций ответственна за рассеяние в разных областях углов: крупная — в малых, мелкая в больших углах. Причина разделения «зон влияния» обеих фракций в том, что число крупных частиц сравнительно невелико. Крупные частицы имеют резко вытянутую вперед индикатрису, и они доминируют в рассеянии под малыми углами. Однако, начиная от угла 45°, их вклад в рассеяние составляет меньше 3 % [11].

В работе [48] отмечено, что с помощью методики [47, 99] измерено несколько сот индикатрис для различных районов и глубин. Эти данные подтвердили сформулированные выше представления об изменчивости $\sigma(\gamma)$ в океанских водах. На рис. 5.19 показаны корреляционные матрицы $r[lg \, \overline{\sigma}(\gamma_i), lg \, \sigma(\gamma_i)]$, рассчитанные для поверхностных и глубинных проб. В главных своих чертах эти матрицы схожи между собой и с рассчитанными ранее корреляционными матрицами для других районов [43]. Это свидетельствует о том, что указанные выше закономерности носят общий характер.

Система собственных векторов ковариационной матрицы для $\sigma(\gamma)$ позволяет оптимальным образом аппроксимировать любую реализацию этой функции. Оказалось, что использование лишь двух—трех первых собственных векторов позволяет с удовлетворительной точностью аппроксимировать измеренные индикатрисы. Система собственных векторов для упомянутой выше выборки из 41 индикатрисы оказывается «универсальной», т. е. ее можно нс-

пользовать для аппроксимации индикатрисы любого района Мирового океана. Искомое разложение имеет вид



значения $l\overline{g\sigma(\gamma_i)}$, $\psi_1(\gamma_i)$, $\psi_2(\gamma_i)$ и $\psi_3(\gamma_i)$ приведены в табл. 5.12. Таблица 5.12

СРЕДНЕЕ ЗНАЧЕНИЕ И СОБСТВЕННЫЕ ВЕКТОРЫ КОВАРИАЦИОННОЙ МАТРИЦЫ ДЛЯ ИНДИКАТРИСЫ РАССЕЯНИЯ

γ°	ig σ (γ)	ψι (γ)	ψ2 (γ)	ψ: (γ)	y °	Ις σ(γ)	ψ1 (γ)	ψ2 (γ)	ψ= (γ)
0,5	1,307	0,316	0,326	0,548	10	0,960	0,369	0,067	- 0,345
1	0,912	0,331	0,262	0,316	15	1,357	0,347	0,209	0,406
2	0,509	0,351	0,219	0,086	45	2,550	0,253	0,447	0,079
4	0,044	0,388	0,181	0,116	90	3,225	0,177	0,503	0,251
6	0,474	0,382	0,076	0,289	135	3,222	0,136	0,487	0,377

189

Коэффициенты разложения c_k данной реализации $\lg \sigma(\gamma)$ по $\psi_k(\gamma)$ находятся по формуле

$$c_{k} = \sum_{i} \psi_{k} (\gamma_{i}) \left[\lg \sigma (\gamma_{i}) - \lg \overline{\sigma (\gamma_{i})} \right].$$
 (5.28)

Можно, конечно, вычислять коэффициенты c_k и непосредственно из соотношения (5.27), располагая данными измерений $\sigma(\gamma)$ для двух-трех углов рассеяния. Точность аппроксимации при этом ухудшается, но зато появляется возможность «восстановления» полной индикатрисы по двум-трем точкам. Естественно, что при этом надо выбирать такие углы γ_i , для которых величины $\sigma(\gamma_i)$ некоррелированны. В противном случае система уравнений для вычисления c_k окажется плохо обусловленной. Анализ показал, что оптимальными являются угол 6°, углы 1 и 45° и углы 1, 6 и 45° при использовании для восстановления одного, двух или трех собственных векторов. Ошибки восстановления (средние по углу) не превышают 28, 19 и 16 % соответственно. Примеры восстановления различных индикатрис приведены в работе [48].

Общий показатель рассеяния σ можно определить либо интегрированием восстановленной функции $\sigma(\gamma)$, либо с помощью уравнений регрессии между $\lg \sigma$ и значениями $\lg \sigma(\gamma_i)$:

$$\lg \sigma = \sum_{i=1}^{m} b_i \lg \sigma(\gamma_i) + a.$$
 (5.29)

Значения коэффициентов и средней квадратической ошибки sm регрессии (5.29) приведены в табл. 5.13.

Таблица 5.13

коэффициенты регрессии и ошибка нефелометрических методов определения б

m	Углы рас- сеяния, °	ðı	b ₂	b _s	a	^s m
1 2 3	6 1 н 45 1, 6 н 45	0,86 0,658 0,335	0,449 0,427	0,271	0,56 0,47 0,40	0,069 0,067 0,041

Относительная ошибка определения величины о .составляет всего лишь 9 % при использовании углов 1, 6 и 45°; при использовании двух углов она возрастает до 15 %, одного — до 16 %. Последняя оценка — наименьшее значение ошибки при использовании нефелометрического метода определения о; угол 6° является оптимальным для этого метода [42] (по [57] оптимальный $\gamma = 4,5^\circ$).

На базе статистического анализа, проведенного выше, можно построить физические модели рассеяния света морской водой. Простейшая из них — модель А. Мореля [159]. Она имеет вид

$$\sigma(\gamma) = \sigma_{\rm B}(\gamma) + \sigma_{\rm r}^{*}(\gamma) c. \qquad (5.30)$$

Это однопараметрическая модель. В ней ов (у) — показатель рассеяния чистой воды, $\sigma_r(\gamma)$ — гидрозольных частиц (отнесенный к единичной концентрации взвеси с). Предполагается, что он неизменен для всех вод и изменения формы (полной) индикатрисы зависят лишь от с — концентрации взвеси. Эта модель аналогична той, которая используется для атмосферных индикатрис. Вычисленная Морелем индикатриса неплохо совпадает с реальными индикатрисами рассеяния морской взвеси. Однако модель Мореля не позволяет объяснить некоторые особенности, свойственные индикатрисам рассеяния морской воды. Так, например, согласно этой модели вытянутость индикатрис должна увеличиваться с возрастанием абсолютных значений рассеяния, а в действительности иногда имеют место и противоположные случаи. В соответствии с моделью Мореля точка пересечения индикатрис рассеяния должна лежать при 26-27°, тогда как она расположена вблизи 4-6° [42, 57].

Лучшее соответствие с действительностью, естественно, дает двухпараметрическая модель [48]. В ней считается, что морская взвесь состоит из двух неизменных фракций — крупной биологической и мелкой минеральной.

Представим показатель рассеяния в данном направлении σ(γ) в виде

$$\sigma(\gamma) = \sigma_{M}(\gamma) v_{M} + \sigma_{K}(\gamma) v_{K} + \sigma_{B}(\gamma), \qquad (5.31)$$

где $v_{\rm M}$ и $v_{\rm K}$ — объемные концентрации мелкой и крупной взвеси; $\sigma_{\rm M}(\gamma)$ и $\sigma_{\rm K}(\gamma)$ — показатели рассеяния этих фракций для единичной концентрации.

Будем считать функции $\sigma_{\rm M}(\gamma)$ и $\sigma_{\rm K}(\gamma)$ неизменными. Примем для мелкой и крупной фракций степенные распределения со значениями параметров: v = 4; 3; $\rho_{\rm min} = 0.3$; 20; $\rho_{\rm max} = 20$; 200; m == 1.15; 1.02. Исследования показывают, что такие значения параметров примерно соответствуют их значениям, получаемым для реальных морских индикатрис [11, 109]. Показатели рассеяния $\sigma_{\rm M}(\gamma)$ и $\sigma_{\rm K}(\gamma)$ для этих фракций можно рассчитать с помощью таблиц [123].

Модель (5.31) соответствует данным наблюдений. При подходящем подборе v_м и v_к она, как видно из рис. 5.20, описывает даже экстремальные индикатрисы, приведенные в табл. 5.8. Эта модель также описывает изменчивость характеристик рассеяния. Чтобы исследовать эту изменчивость, в работе [45] была составлена выборка из N индикатрис вида (5.31) со случайными независимыми коэффициентами v_м и v_к. По формуле (5.31) были рассчитаны 50 модельных индикатрис, коэффициенты v_м и v_к брались из таблицы случайных чисел. Диапазоны значений этих коэффициентов выбраны 0,01-0,20 см³/м³ для мелкой взвеси. 0.01были 0,40 см³/м³ для крупной, что примерно соответствует значениям, наблюдавшимся для океанских вод. Средняя индикатриса для модельной выборки совпала со средней индикатрисой для реальной выборки из 41 измеренной индикатрисы. То же оказалось с дисперсией $D[\sigma(\gamma_i)]$, корреляционной матрицей $r[\sigma(\gamma_i), \sigma(\gamma_i)]$ и с точкой пересечения нормированных индикатрис $x(\gamma) = \delta(\gamma)/\sigma$ [48].



Рис. 5.20. Аппроксимация экстремальных индикатрис с помощью модели (5.31).

Кривые — нэмеренные значения, точки — рассчитанные: I - с максимальной асиммет $рией (<math>v_M \approx 0.027$; $v_R \approx$ $\approx 0.237 cm³/M³$); 2 — с минимальной $v_M = v_R = 0.004 cm³/M³$).

Как мы видели выше, индикатрисы неправильных частиц (такими частицами является морская взвесь) заметно отличаются от индикатрис сферических частиц. Поэтому может показаться странным, что модель (5.30) и в особенности (5.31) со значениями удельных показателей $\sigma(\gamma)$ для сферических ансамблей хорошо описывает реальные морские индикатрисы. Причина этого в том, что при сопоставлении теоретических данных с наблюдениями мы не располагаем независимыми данными о морской взвеси, а подбираем для нее правдоподобное значение параметров *. За рассеяние

Кроме того, надо учесть, что логарифмический масштаб, использованный на рис. 5.20, скрадывает расхождение.

на средние и большие углы ответственны малые частицы. Из рис. 5.17 видно, что для углов $\gamma > 60^\circ$ индикатриса сферических частиц заметно меньше, чем неправильных. Эту разницу можно компенсировать увеличением v_m .

Остановимся на спектральной изменчивости индикатрис рассеяния. Как было отмечено в работе [110], вытянутость полной индикатрисы с уменьшением λ уменьшается. Это происходит за счет увеличения вклада молекулярного рассеяния и рассеяния на малых частицах, которое «поднимает» кривую на больших углах. Аналогичный «аномальный эффект Ми» наблюдается в атмосфере.

Из-за разделения зон влияния мелкой и крупной фракций взвеси, о котором мы писали выше, можно установить спектральную изменчивость σ(γ, λ) в разных диапазонах углов. Мы покажем ниже в главе 6, что рассеяние мелкой фракцией взвеси (в углах >15... 30°) определяется формулой Релея-Ганса. Это означает, что при учете релеевской поправки рассеяние зависит не в отдельности от ρ и γ , а от величины $\rho \sin(\gamma/2)$, т. е. имеет место автомодельность по $1/\lambda$ и по sin($\gamma/2$). Для малых углов, если принять поправочный множитель $P(\delta) = 1$, показатель рассеяния $\sigma(\gamma) \sim \rho^2 F(\rho \gamma)$ (см. (4.72)). В этом случае для величины $\sigma(\gamma)/\rho^2$ также будет иметь место автомодельность, но по $1/\lambda$ и по у. С увеличением λ функция $\rho^2 F(\rho \gamma)$ проходит через максимум. Полагая $F(\rho\gamma) = 1 - \rho^2 \gamma^2/4$, легко найдем, что максимум- по λ лежит в точке $\rho\gamma = \gamma 2\pi a/\lambda_m = 2$. Таким образом, $\lambda_m \sim \gamma$. Действительно, данные наблюдений за спектральными показателями рассеяния в экваториальной Атлантике (под заданным у), приведенные в работе [10], показывают, что для малых углов $\sigma(\gamma, \lambda)$ как функция λ имеет максимум при некоторой λ_m , который растет с γ . При средних и больших углах $\sigma(\gamma, \lambda)$ монотонно убывает с λ .

5.3.4. ИЗМЕНЧИВОСТЬ ПОКАЗАТЕЛЯ РАССЕЯНИЯ

Изменчивость показателя рассеяния света океанской водой практически целиком связана с изменением количественного и качественного состава взвеси. Количественно рассеяние изменяется в широких пределах — от значений показателя рассеяния о в несколько сотых до единиц обратных метров ($\lambda_0 = 546$ нм). Наименьшее значение $\sigma = 0,022$ м⁻¹ измерено на горизонте 500 м в Тихом океане в районе прозрачных вод к северо-западу от о. Раротонга. Близкие значения σ (0,026—0,028 м⁻¹) измерялись на глубинах больше 1000 м в зоне южной субтропической конвергенции в Индийском океане. К этому значению близки данные, приведенные в работе [155] для Саргассова моря — 0,021 м⁻¹ ($\lambda = 633$ нм, горизонт 400 м) и в работе [55]—0,023 м⁻¹ ($\lambda = 520$ нм). Значения о порядка 0,02 м⁻¹ для зеленого участка спектра являются наименьшими, которые можно встретить в Мировом океане.

Приведенные значения рассеяния относятся к глубинным водам. Выше 50—100 м значения σ заметно больше и наименьшие из них составляют 0,05—0,06 м⁻¹ (в районе прозрачных вод к северо-

западу от о. Раротонга на горизонте 10 м $\sigma = 0,066 \text{ m}^{-1}$, на горизонте 50 м — 0,054 м⁻¹; в работе [29] для горизонтов 0—50 м в Тирренском море приводятся значения 0,05—0,06 м⁻¹). В табл. 5.14 даны средние значения σ для различных слоев, рассчитанные по данным измерений на 34 глубоководных станциях в Тихом и Индийском океанах.

Таблица 5.14

изменение показателя рассеяния с глубином Слой, м.... 0-50 50-100 100-200 200-1000 д м⁻¹.... 0,166 0,131 0,090 0,063

Промежуточные воды, залегающие на глубинах порядка 500— 1500 м и четко идентифицирующиеся по значениям солености, обычно не выделяются по светорассеивающим свойствам [16]. При глубинах океана порядка нескольких километров воды ниже 200 м до самого дна, как правило, однородны по своим оптическим свойствам и характеризуются низкими значениями рассеяния. Вблизи дна во многих случаях наблюдаются «придонные нефелоидные слои». Их существование связано с особенностями рельефа дна [18]. Типичные значения о для поверхностных вод открытого океана 0,10—0,15 м⁻¹, для глубинных 0,05—0,10 м⁻¹. Наибольшие значения о были измерены вблизи побережья Перу — 2,7 и 3,3 м⁻¹ [48].

Остановимся на спектральной изменчивости σ . Данные измерений показывают, что показатель σ слабо зависит от длины волны, медленно возрастая при ее уменьшении. Для поверхностной пробы, взятой в восточной части Тихого океана, например, были получены следующие значения $\sigma(\lambda)$ [48]:

Таблица 5.15

		СГ	ІЕКТРАЛЬ	ная изм	енчивос	ть показ	АТЕЛЯ σ	
λнм	•		473	520	546	568	601	6 49
$\sigma \ \text{M}^{-1}$	•	. •	0,16	0,14	0,12	0,12	0,11	0,10

По Морелю [161], спектральную зависимость общего показателя рассеяния в среднем можно аппроксимировать формулой $\sigma(\lambda) \sim \lambda^{-1}$. По данным, приведенным в литературе, показатель степени в этой формуле изменяется от —0,9 до —1,8.

Чтобы оценить влияние различных факторов на спектральную зависимость рассеяния, представим $\sigma(\lambda)$ в виде суммы трех слагаемых аналогичной модели (5.31) для $\sigma(\gamma)$. Из трех факторов наиболее селективно молекулярное рассеяние. Как вы видели в главе 3, $\sigma_{\rm B}(\lambda) \sim \lambda^{-n}$ ($n \approx 4, 2...4, 3$), но по абсолютному значению его вклад в $\sigma(\lambda)$ мал — при изменении λ от 700 до 400 нм «прирост» σ за счет молекулярного рассеяния составляет всего $\sim 0,005$ м⁻¹. Изменение по спектру значения $\sigma_{\rm R}(\lambda)$ и $\sigma_{\rm M}(\lambda)$ можно оценить, используя физическую модель рассеяния. Оптимальные модели получаются при v = 4,5, m = 1,15 (мелкая взвесь) и v = 3, m = 1,03 (крупная взвесь). Для этих моделей находим зависимости вида

$$\sigma_{\kappa}(\lambda) \sim \lambda^{-0.3}; \quad \sigma_{\rm M}(\lambda) \sim \lambda^{-1.7}.$$
 (5.32)

Главный фактор, обусловливающий изменение показателя рассеяния с длиной волны, — это мелкая фракция: когда она преобладает, показатель степени при λ⁻¹ достигает наибольших значений.



Рис. 5.21. Типы вертикальных Рис. 5.22. Распределение изолиний интенсивнопрофилей σ(z). Масштаб для сти светорассеяния под углом 45° в относительпрофиля 4 указан отдельно. ных единицах.

1) <20; 2) 20-40; 3) 40-60; 4) 60-80; 5) >80.

Если доминирует крупная фракция, селективность рассеяния существенно уменьшается.

Пространственно-временная изменчивость поля показателя рассеяния изучалась рядом авторов [17, 25, 28, 29, 36, 62, 63, 161, 164]*. Г. С. Карабашевым и В. В. Якубовичем был изготовлен нефелометр под углом 45°, с помощью которого они получили поля $\sigma(z, t)$ в основных океанах, а также в Балтийском море.

Основная закономерность в вертикальном ходе $\sigma(z)$ в деятельном слое океана — уменьшение показателя σ с глубиной. Это связано просто с тем, что главные источники взвеси находятся, как правило, вблизи поверхности. В работе [129] выделены различные типы вертикальных профилей. Эти профили приведены на рис. 5.21. Они получены при измерениях в Индийском океане и связаны с маршрутом 10-го рейса НИС «Дмитрий Менделеев». Тем не менее стоит отметить, что частота повторяемости их составила 48, 34, 14

^{*} Мы говорим здесь об изменчивости поля о. Значительно больше исследований проведено по изменчивости є, которая в основном также определяется изменчивостью о. Об этом см. в разделе 5.5.

н 4 % соответственно. Первый — монотонно убывающий профиль характерен для вод с заглубленным пикноклином, низким содержанием биогенной взвеси, второй — с типичным слоем мутности в районе термоклина (обычно совпадавшим с максимумом люминесценции хлорофилла, что говорит о его биологической природе). Для третьего характерно резкое падение ниже термоклина и далее (глубже 150—200 м) почти постоянное значение. Четвертый тип многослойная структура, наблюдался в приустьевых областях рек, в Балтике.

Для иллюстрации пространственной изменчивости о на рис. 5.22 приведены данные измерений $\sigma(45^\circ)$ по меридиану 110° з. в марте 1971 г. (разрез через экватор) [36, 62]. Мы видим, что распределение мутности несимметрично, центр сдвинут к югу на 20', заметны две мутные струи на глубинах 25 м, ниже 100 м расположена область прозрачных вод.

5.4. РАССЕЯНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА

5.4.1. СТЕПЕНЬ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Рассеяние поляризованного света коллоидными системами изучается очень давно. Однако в океанской воде первые наблюдения за поляризацией подводного света были проведены лишь в 1954 г. американским биологом Уотерменом. Они были связаны с изучением механизма ориентирования беспозвоночных в море по поляризованному свету. В период между 1959 и 1964 гг. подробные измерения степени поляризации $p(\gamma)$ для морской воды выполнены А. А. Ивановым. Они проводились как на пробах, так и in situ, с использованием поляриметра с дистанционным управлением. Исследования в модельных средах выполнены В. А. Тимофеевой [164]. Полная матрица рассеяния океанской воды измерялась только на пробах. Первые определения проведены в 1966 г. Г. Бердсли [133], подробные исследования в разных морях и на модельных взвесях — Г. В. Розенбергом, Ю. С. Любовцевой, Е. А. Кадышевич, С. Е. Кондрашовым и др. [33, 76].

Вначале рассмотрим данные о простейшей поляризационной характеристике — степени поляризации $p(\gamma)$. На рис. 5.23 приведена сводка данных, полученных А. А. Ивановым, при измерениях в 1961 г. в западной части Средиземного моря [164]. Из рис. 5.23 видно, что с увеличением мутности воды степень поляризации $p(90^\circ)$ уменьшается. Наибольшее значение $p(90^\circ)$ приближается к значению 0,835, соответствующему оптически чистой воде. При этом $\beta(90^\circ)$ стремится к единице. Наименьшие значения $p(90^\circ) = 0,4$ наблюдались в мутных прибрежных водах. При этом $\beta(90^\circ)$ оказалось около 14.

Чтобы интерпретировать полученные результаты, остановимся на физической картине явления. Напомним, что индикатриса рассеяния предельно малой изотропной сферы при облучении ее линейно поляризованным светом описывается формулой (4.56). Этой формуле соответствует распределение интенсивности рассеянного света, которое возникает от диполя, колеблющегося вдоль электрического вектора падающей волны. Степень поляризации $p(\gamma)$ при всех углах γ будет положительна и симметрична относительно максимума, расположенного при $\gamma = 90^{\circ}$. Ее можно записать в виде

$$p(\gamma) = p_{\max} \sin^2 \gamma / (1 + p_{\max} \cos^2 \gamma). \qquad (5.33)$$

Для изотропного релеевского шарика $p_{max} = 1$. В чистой воде из-за анизотропии молекул кривая $p(\gamma)$ слегка деформируется, опу-



Рис. 5.23. Связь между относительным показателем рассеяния $\beta(\gamma) = \sigma(\gamma) / \sigma_{s}(\gamma)$ [отношение реального $\sigma(\gamma) \\ \kappa \sigma_{s}(\gamma)$ оптически чистой воды] для $\gamma = 90^{\circ}$ и степенью поляризации *p* (90°).

скается на краях на 9 %, в центре на 17,5 % (см. табл. 3.10), но симметрия ее относительно $\gamma = 90^{\circ}$ сохраняется. Сохраняется и формула (5.33), но только $p_{max} = 0,835$.

Степень поляризации при рассеянии на предельно крупной прозрачной сфере приведена на рис. 4.6. Существенная особенность здесь — это отрицательная поляризация при $\gamma < 45^{\circ}$. Кривая поляризации на крупной частице, рассчитанная по формулам Ми, приведена на рис. 4.15. Она очень изрезана, но в среднем похожа на кривую 4.6. Учитывая, что молекулярное и гидрозольное рассеяния в океанской воде независимы, можно показать, что полная функция $p(\gamma)$ будет

$$p(\mathbf{y}) = p_{\mathbf{M}}(\mathbf{y}) \, \eta + p_{\mathbf{r}}(\mathbf{y}) \, (1 - \eta), \quad \eta = \sigma_{\mathbf{M}}/(\sigma_{\mathbf{M}} + \sigma_{\mathbf{r}}), \tag{5.34}$$

197

где η — доля молекулярного рассеяния в общем; $p_{\rm M}(\gamma)$ и $p_{\rm r}(\gamma)$ относятся к молекулярному и гидрозольному рассеянию. Максимальное $p(90^{\circ})$, соответствующее $\eta = 1$, совпадает с данными рис. 5.23. Минимальное значение 0,4 получается при $\eta = 1/(1 + \beta) = 0,07$. Из формулы (5.34) при этом найдем для степени поляризации гидрозольной взвеси $p_{\rm r}(90^{\circ}) = 0,36$. Значение $p(90^{\circ})$ на рис. 4.6 около единицы, на рис. 4.15 около 0,7, т. е. оба весьма далеки от экспериментального значения 0,36. Данные для полидисперсной системы сфер приведены на рис. 4.24. Обращает на себя внимание большая изменчивость $p(90^{\circ})$ в зависимости от параметров распределения. В одном из шести указанных там случаев v = 3, m = 1,15 значение $p(90^{\circ})$ равно 0,35, т. е. почти точно совпало с экспериментальным. Но резкие колебания этой величины при изменении параметров распределения говорят скорее за то, что модель однородных сфер неспособна объяснить явление.

Измерения поляризации света, рассеянного несферическими частицами, описаны в работах Иванова [164] и Ходкинсона [171]. В работе [164] рассматривались силикатные, гранитные и кальцитовые частицы со средними диаметрами d от 0 до 50 мкм, в работе [171] — взвеси в воде частиц из кварца и флинта, относительный коэффициент преломления которых был 1,16. Частицы в работе [171] имели d = 3,7 мкм. В обеих работах данные по $p(\gamma)$ получались стабильные, медленно изменяющиеся по углам и по размерам. По данным работы [171] p(90°) оказалось равным 0,33, по [164] оно убывает примерно от 0.24 для d = 3 мкм до 0.10 для частиц с d > 15 мкм. Данные работы [171] близки к наблюдениям А. А. Иванова. Из сказанного следует, что для описания поляризационных свойств взвеси модель однородных сфер явно не подходит. Отметим в заключение, что поляризующиеся свойства океанской воды являются простой характеристикой водных масс, точнее - гидрозольной взвеси в них. В частности, А. А. Иванов отмечает [164], что в Гибралтарском проливе по рассеянию невозможно отличить втекающие воды Атлантики от вытекающих средиземноморских вод, в то время как они значительно различаются по поляризационным свойствам.

5.4.2. МАТРИЦЫ РАССЕЯНИЯ СВЕТА ОКЕАНСКОЙ ВОДЫ

Экспериментальные данные о матрице рассеяния океанской воды обычно приводятся для случая, когда параметры Стокса пучка выбираются в форме (4.39). Ниже мы используем это представление. Оно отличается от того, в котором написана матрица рассеяния для однородных сфер [формула (4.41)].

Связь между обеими формами записи параметров указана в разделе 4.2 и позволяет легко перейти от одной формы матрицы рассеяния к другой. Матрица рассеяния океанской воды представляет собой сумму матриц молекулярного рассеяния чистой океанской воды и взвеси. Матрица молекулярного рассеяния имеет вид [75]

$$\frac{\sigma(90^{\circ})}{1+\Delta} \begin{pmatrix} 2-(1-\Delta)\sin^{2}\gamma & -(1-\Delta)\sin^{2}\gamma \\ -(1-\Delta)\sin^{2}\gamma & (1-\Delta)(2-\sin^{2}\gamma) \\ 0 & 0 \\ 0 & 0 \\ 0 & 0 \\ 2(1-\Delta)\cos\gamma & 0 \\ 0 & 2(1-\Delta)\cos\gamma \end{pmatrix}.$$
 (5.35)

Значения σ(90°) и Δ указаны в главе 3.

Уже первые измерения матриц рассеяния света океанской воды показали, что они заметно отличаются от матриц для однородных сфер. По данным работы [133], матрица, полученная на пробах воды из Северной Атлантики для рассеяния под углом $\gamma = 30^\circ$, имела вид (в некоторых случаях $a_3 = a_4$)

(a1	bı	0	0 \		
b,	a_1	0	0	(E	96)
0	0	a_3	0	. (ə	.30)
0/	0	0	a,)		

Матрицы рассеяния измерялись для вод Черного и Балтийского морей, Атлантического и Тихого океанов [76].

В работе [33] представлены результаты статистической обработки около 60 матриц рассеяния, измеренных на различных горизонтах в Атлантическом и Тихом океанах (от 0 до 2000 м) в диапазоне углов рассеяния 25—145° для длины волны 546 нм [76]. Статистическая обработка проводилась как для всей совокупности данных, так и раздельно для горизонтов 0, 10, 100—200 и 300— 2000 м. В работе приведены как средние значения различных элементов матрицы, так и их дисперсии. Остановимся на некоторых результатах работы [33]. Заметим вначале, что матрицу f_{ik} часто представляют через приведенную матрицу $f_{ik} = f_{ik}/f_{11}$, причем очевидно, что $|f_{ik}| \leq 1$. В формуле (4.39) элемент f_{11} соответствует индикатрисе рассеяния, и, таким образом, элементы приведенной матрицы характеризуют чисто поляризационные особенности рассеяния. При использовании приведенной матрицы степень поляризации рассеянного света *р* просто равна — f_{12} . Для Тихого океана оказались характерны приведенные матрицы вида

$$\begin{pmatrix} 1 & f_{12} & f_{13} & f_{14} \\ f_{12} & f_{22} & f_{23} & f_{24} \\ 0 & f_{32} & f_{33} & f_{34} \\ f_{41} & 0 & f_{43} & f_{44} \end{pmatrix}.$$
 (5.37)

Таким образом, все элементы, кроме двух \tilde{f}_{31} и \tilde{f}_{42} , оказались отличными от нуля. В пределах точности измерений (±0,1) зависимость элементов приведенной матрицы рассеяния $\tilde{f}_{1k} = f_{1k}/f_{11}$ от глубины не была обнаружена. Для Атлантического океана средние значения элементов \tilde{f}_{13} , \tilde{f}_{14} , \tilde{f}_{23} , \tilde{f}_{33} , \tilde{f}_{33} , \tilde{f}_{31} оказались меньше (в большинстве случаев не превышали 0,2), а средние квадратические отклонения значительно больше, чем для вод Тихого океана (их значения для всех компонент и во всем диапазоне углов составляли 0,1—0,3). Это означает, что рассеяние света океанской водой существенно анизотропно, причем характер этой анизотропии в исследованном диапазоне глубин не изменяется. Однако элемент f_{11} абсолютной матрицы, т. е. индикатриса рассеяния, с глубиной заметно изменялась — ее степень вытянутости уменьшалась. На рис. 5.24 приведены данные об элементах $p(\gamma)$, \tilde{f}_{33} и \tilde{f}_{43} , иллюстрирующие некоторые результаты работы [33].

В работе [33] приводятся также данные об измерениях оптической активности морской воды. Измерения на стандартном сахариметре с длиной базы 400 мм показали, что с точностью до $\pm 0,03^{\circ}$ вращение плоскости поляризации не наблюдалось.

В целом надо отметить, что имеющиеся данные о матрицах рассеяния в значительной степени расходятся друг с другом, причем эти расхождения касаются главного — вида матрицы рассеяния. Причины этих расхождений лежат, вероятно, в различном составе исследованных проб. По виду матриц рассеяния можно составить некоторые представления о рассеивающей среде, с которой мы имеем дело. Так, например, равенство нулю компонент матрицы в правом верхнем и левом нижнем углах матрицы свидетельствует об изотропни среды и отсутствии оптической активности. Равенство компонент 711 и 722, 738 и 744 говорит о том, что частицы сферические. Близость к нулю компонент f_{34} и f_{43} дает основание предполагать. что частицы малы по сравнению с длиной волны (или обладают сильным поглощением). Матрицы, описанные в работе [33], свидетельствуют о том, что морская взвесь содержит в заметном количестве частицы, не обладающие зеркальной симметрией, которые, кроме того, ориентированы в пространстве некоторым преимущественным образом (не могут свободно поворачиваться вокруг горнзонтальной оси).

Ориентация частиц в морской воде может происходить под действием силы тяжести. В работе [134] рассматриваются два механизма возникновения ориентации под действием силы тяжести: 1) осаждение; 2) несовпадение центра масс с центром давления. Оценки, проведенные в работе [48], показывают, что для морской воды скорее следует ожидать матрицы вида (5.36), а не сложные матрицы вида (5.37). Разумеется, полностью исключить подобные случан невозможно, но они кажутся не типичными. Для будущих измерений важной проблемой остается, как уже отмечалось ранее [110], корректный учет «приборной матрицы», которую нужно вычитать из измеренной или добиваться того, чтобы ее элементы были близки к нулю. Необходимо также значительно расширить проведение теоретических расчетов для частиц несферической формы и





Заштрихована область изменчивости каждого элемента.

экспериментальные исследования на модельных средах, подобные описанным в книге [171].

5.5. ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОД МИРОВОГО ОКЕАНА

5.5.1. ПОЛЕ ОТНОСИТЕЛЬНОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ

Пространственная и временная изменчивость оптических характеристик вод Мирового океана изучалась множеством авторов. Имеется большая литература, в которой исследуются как общие закономерности, относящиеся к океану в целом, так и особенности отдельных регионов. Остановимся кратко на некоторых наиболее важных результатах (подробнее см. [5, 17, 25, 28, 29, 164]).

Пространственное и временное распределение оптических свойств океанской воды определяется распределением концентрации растворенного органического вещества и взвеси. Обе эти характеристики — результат сложного взаимодействия множества факторов. В водах открытого океана они определяются первичной продукцией, циклом органического вещества, динамикой вод и турбулентностью. Динамика и турбулентность управляют их распространением из мест формирования. В прибрежных районах большое значение имеет речной сток, эрозия берегов и шельфа. В любом регионе важное значение имеет эловый перенос. Так, в 5-м рейсе НИС «Дмитрий Менделеев» частицы сахарской пыли наблюдались в водах Атлантики почти до самых берегов Америки [69]. Теоретический анализ задачи представляет большие трудности. Влияние турбулентности и динамики изучали Виртки, Иозеф, Войтов (ссылки см. [110]). Математическая модель экосистем пелагиали, содержащая 10 элементов (биогенное вещество, детрит, фито- и зоопланктон, бактерии и др.), в тропических районах океана изучалась в работе М. Е. Виноградова и др. [15]. В модели исследуются связи между различными элементами сообщества в предположении, что система вместе с потоком воды перемещается в пространстве. Разумеется, полная картина изменчивости оптических характеристик может быть получена только при совместном анализе как динамических, так и трофических факторов. Трудности здесь не только в большой сложности моделей, но также и в том, что как уравнения, управляющие различными процессами, так и значения величин, определяющих скорости этих процессов, известны плохо. Поэтому расчеты можно производить для весьма упрощенных идеализированных ситуаций и результаты их дают только качественную картину явления. Реальным источником наших знаний о полях оптических характеристик в море являются матерналы прямых измерений в рейсах. Большое значение имеют специальные «оптические» рейсы: «Альбатроса», 5 и 10-й «Дмитрия Менделеева», 61-й «Витязя» и др.

Подробный обзор экспедиционных оптических исследований основных океанов выполнил В. И. Войтов [17]. Он отмечает, что всего имеется около 5 тысяч инструментальных гидрооптических станций. Из карты станций видно, что измерения распределены крайне неравномерно — в южном полушарии, особенно южнее 40° ю. ш.,



Рис. 5.25. Поле относительной прозрачности 26 вод Мирового океана.

станций очень мало. Значительно более массовый материал -- это данные по относительной прозрачности 26. Карта поля 26 приведена на рис. 5.25 (по [110]). Бросается в глаза подобие этой карты карте распределения взвеси (рис. 2.12). И это естественно, ведь ослабление визуального излучения, с которым тесно коррелирует 26, определяется рассеянием на взвеси. Как и поле взвеси, поле го подчинено широтной и циркумконтинентальной зональности. Выделяются замутненные прибрежные воды с глубиной видимости диска ≤ 10 м. Они занимают площадь примерно 2,2 % океанской акватории. В открытом океане в связано с планктоном и взвесью. Распределение относительной прозрачности определяется там содержанием планктона, поэтому оно подчиняется широтной зональности. В полярных и умеренных широтах, где биомасса планктона велика, относительная прозрачность порядка 10-20 м. Площадь, занимаемая водами этой градации, составляет 31,7 %. В тропических широтах, где планктона мало, относительная прозрачность велика, обычно ~30-40 м. Эти воды занимают 24,7 % площади. В тропиках выделяются «пятна» особенно прозрачных вод с $z_6 > 40$ м. Они занимают площадь 5,1 %. Переходная градация 20-30 м обычна для субтропического пояса и частично для умеренных и экваториальных широт. Это наиболее распространенные воды Мирового океана (36,3 %). Среднее значение z₆ для Мирового океана в целом составляет 27.5 м.

Распределение z₆ тесно связано с циркуляцией вод, с круговоротами. В циклонических круговоротах наблюдается понижение прозрачности, а в антициклонических — повышение. В частности, наиболее высокие значения отмечаются в субтропических и тропических конвергенциях. Таковы Саргассово море в Атлантическом океане и зоны Южной тропической конвергенции в Тихом и Индийском океанах.

5.5.2. ПОЛЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ОСЛАБЛЕНИЯ

Анализ распределения оптических свойств Мирового океана обычно проводится по полю показателя ослабления є, хотя предпочтительнее было бы изучать поля показателей о и к, поскольку эти величины непосредственно связаны со взвешенными и растворенными веществами. Это связано просто с тем, что массив данных о показателе є наиболее представителен. Но даже и для є данных измерений не хватает, и для построения карт используются методы объективного анализа геофизических полей. Эти методы основаны на минимизации ошибки и в случае редкой сети позволяют рекомендовать наиболее вероятные значения поля.

Вертикальное распределение оптических свойств вод Мирового океана рассмотрено в работе [110]. При подразделении океанской толщи за основу оптической структуры там, естественно, взята гидрологическая стратификация вод [80]. В соответствии с ней там выделены придонные, глубинные, промежуточные воды и приведены ориентировочные данные по каждому из этих слоев. Что касается поверхностных вод, то общая картина распределения прозрачности в них представлена картой для z₆ (рис. 5.25).

Карты и разрезы по обширным акваториям приводятся в ряде работ [25, 28]. При сравнении данных разных авторов следует учесть, что в умеренных и полярных широтах наблюдается значительный сезонный ход в (см. рис. 2.9).

Из работ по отдельным океанам отметим работу [86], в которой приведено районирование вод Тихого океана по значениям ε(546). Авторы разделили поверхностные воды на четыре типа и приводят



Рис. 5.26. Поле показателя ослабления в водах Атлантического океана (в относительных единицах).

карту распределения этих типов по поверхности океана. Они отмечают тесную аналогию между их картой и картами распределения планктона, взвеси, первичной продукции и схемой циркуляции вод. Детальное исследование Атлантического океана для є (530) выполнено Г. Г. Неуйминым и Н. А. Сорокиной [64]. Они использовали 98 станций в Северной Атлантике и 115 в Тропической. Для исключения влияния сезонных, изменений в Северной Атлантике брались только зимние наблюдения. Используя методы объективного анализа, авторы построили поле ε (λ, φ) в узлах регулярной сетки с шагом 2° по широте и долготе для ряда горизонтов. Для горизонта z = 10 м их карта приведена на рис. 5.26. Эта карта аналогична карте 26 для того же региона, составленной Фредериком, она и приведена в работе [28, с. 386]. Резкое увеличение ослабления у западных берегов Африки — результат мощного подъема вод в этом районе. Кроме того, в западной части Гвинейского залива при более детальном разрешении можно увидеть две области замутнений, примыкающих к устьям гигантских рек Африки — Нигера и Конго. Струи их мутной воды видны далеко на запад.

Приведем экстремальные значения показателя ослабления для $\lambda = 546$ нм. Наибольшее значение, измеренное в океанах, $\varepsilon = -2,8$ м⁻¹ получено на Перуанском шельфе. Минимальные значения

 $\varepsilon = 0,06...0,07 \text{ м}^{-1}$ измерены в Саргассовом море и в Тихом океане — в зонах северной и южной тропических конвергенций.

Средние значения в для Мирового океана 0,21-0,30 м⁻¹.

Из региональных исследований отметим детальную работу Г. Куленберга с соавторами по оптике Саргассова моря [155]. Авторы определили показатели є, о и и, а также индикатрису рассеяния в небольшом квадрате в 350 милях к югу от Бермудских островов. Их данные представляют большой интерес в силу уникальности объекта. Показатель и определялся через характеристики светового поля по формуле А. А. Гершуна. Вообще Саргассово море - один из наиболее изученных объектов оптической океанологии. Именно в нем Крюммель в свое время нашел z₆ = 66,5 м, что долго считалось рекордом. Недавно А. П. Иванов с сотрудниками опубликовали результаты новых измерений z₆, e, x, x (y), а также характеристик светового поля на разных глубинах в море [30]. Полученные ими данные в общем свидетельствуют о том, что оптические свойства саргассовоморских вод близки к типичным свойствам вод прозрачных областей Мирового океана. На уровне сезонного термоклина (на глубине ~100 м) в работе [30] отмечается слой скачка є (превышение составляет 5-20 %). В Саргассовом море ряд авторов отмечал особенности оптической структуры, связанные с вихрями открытого океана. Наблюдалось размытие слоя пониженной прозрачности, так что под вихрем возникает пятно более прозрачной воды. Положение прозрачного пятна несколько смещено относительно оси вихря.

Из других региональных исследований отметим подробный анализ оптических свойств вод Черного моря, выполненный Г. Г. Неуйминым [63]. Интересно, что это море принадлежит к тем районам Мирового океана, где вертикальные профили оптических характеристик невозможно измерять на пробах. В подобных анаэробных бассейнах существуют мощные сероводородные зоны. При подъеме на борт проба быстро мутнеет за счет выпадения коллоидной серы *. По оптическим свойствам воды Черного моря близки к океанским — они резко отличаются от других морей, омывающих берега нашей страны. Особенность вертикальной структуры оптических свойств моря — это интенсивный слой пониженной прозрачности на глубине 100—180 м; толщина его в среднем составляет 10—30 м. В работе [63] приведены также данные о распределении оптических характеристик по поверхности, а также данные о световых полях в море.

^{*} Существует 14 подобных бассейнов: Черное море, впадина Кариако в Карибском море и др. Аналогичные проблемы встают при изучении оптики Красного моря, вблизи дна которого вода имеет температуру около 56 °С и аномально высокую соленость.

Глава 6

ОБРАТНЫЕ ЗАДАЧИ

6.1. ОБЩАЯ ПОСТАНОВКА

6.1.1. НЕКОРРЕКТНОСТЬ, РЕГУЛЯРИЗАЦИЯ, ОБУСЛОВЛЕННОСТЬ

Разработка методов зондирования, т. е. определения свойств вещества по особенностям рассеяния, с давних пор является фундаментальной проблемой физики. С этой проблемой мы встречаемся в самых различных ее разделах. В теории элементарных частиц и в атомной физике речь идет о восстановлении потенциала поля по асимптотике волновых функций на бесконечности, или, в классической формулировке, по заданной зависимости эффективного сечения от угла рассеяния.

Во всех случаях, идет ли речь о рассеянии фотонов, α-частиц и т. д., мы имеем дело с «прямой» и «обратной» задачей. В прямой задаче заданы падающий пучок и свойства вещества. Необходимо исследовать особенности рассеяния. В обратной задаче, задаче зондирования, известными считаются характеристики пучка до и после рассеяния. Определить нужно свойства элемента объема вещества, на котором происходило рассеяние. Хотя обе задачи представляют по существу два разных подхода к одному и тому же явлению, методы решения их существенно различны. Более того, если для прямой задачи мы всегда имеем решение, то для обратной задачи это далеко не так. Это общая особенность обратных задач.

Первый вопрос, который встает здесь, состоит в том, разрешима или неразрешима данная задача. Последнее означает, что в рассеянном пучке нет той информации о свойствах вещества, которую мы ищем, и, разумеется, никакими ухищрениями мы не сможем ее оттуда извлечь. Иными словами, эксперимент поставлен неправильно, и задача теоретического исследования — указать правильную постановку опыта. Необходимо так поставить опыт, чтобы в его данных содержалась информация об интересующих нас свойствах вещества. На языке анализа это означает, что у поставленной задачи должно существовать решение.

Требование информативности опыта, т. е. существование решения поставленной задачи — это естественное условие, но оно, конечно, недостаточно. Нужно, чтобы данные опыта приводили к однозначному ответу.

Однако этими двумя требованиями — существования решения и его однозначности, к сожалению, дело не исчерпывается. При практическом проведении вычислений важнейшее значение также имеет вопрос о влиянии ошибок исходных данных и счета на ответ. Обратные задачи обычно оказываются некорректными. Этот термин, введенный в начале нашего века французским математиком Ж. Адамаром, означает, что вычислительная схема подобных задач очень чувствительна к небольшим ошибкам исходных данных или счета. Малое, обычно неконтролируемое изменение исходных данных или ошибок счета приводит к значительному изменению ответа. При этом формально правильное решение задачи приводит к физически абсурдным результатам. Строго говоря, отсюда следует, что некорректные задачи являются практически неоднозначными.

В последние годы стало ясно, что в действительности некорректные задачи встречаются в анализе очень давно и круг их очень широк. Поэтому важно было разработать общий метод решения подобных «плохих» задач. Анализ конкретных приемов решения некорректных задач, встречающихся в разных разделах техники, показывает, что в основе всех приемов лежит идея привлечения дополнительной информации о решении. При этом задача становится корректной. Это означает, что во всех случаях, когда алгоритм, определяющий ответ по исходным данным, приводил к сильному увеличению ошибок, он дополнялся какими-либо дополнительными соображениями, которые делали задачу устойчивой. Раньше эти соображения привлекались интуитивно, причем в каждой задаче это делалось по-своему, исходя из физического смысла задачи. Сейчас разработана общая процедура решения подобных задач, она строго формализована. Эта процедура называется регуляризацией.

Строго говоря, регуляризация, т. е. привлечение дополнительных требований, подменяет исходную задачу другой. Решения этой новой, другой задачи называются квазирешениями исходной задачи. Важно, чтобы эта подмена не увела нас слишком далеко, т. е. чтобы квазирешения были бы близки к решениям исходной физической задачи. Короче говоря, нужно, чтобы регуляризация, не меняя физического содержания задачи, только избавляла нас от ее вычислительной неустойчивости.

Регуляризация сводится к двум пунктам: а) формулировке дополнительных условий, исключающих физически абсурдное решение; б) построению формального алгоритма задачи, который автоматически включал бы исходную «плохую» задачу вместе с дополнительными условиями. Эти дополнительные условия играют роль наложенных связей в аналитической механике. Метод их учета очень похож на метод неопределенных множителей Лагранжа. Существует ряд различных методов регуляризации. Наиболее известный из них был предложен А. Н. Тихоновым. Последовательное изложение его дано в монографии [83].

Проиллюстрируем обращение с некорректными задачами на некоторых конкретных случаях. Начнем с простейшего примера. Пусть надо найти \bar{x} — корень уравнения

$$f(\hat{x}) = c. \tag{6.1}$$

Очевидно, что $\bar{x} = f^*(c)$, где $f^* - \phi$ ункция, обратная функции *f*. Используя известную теорему о производной обратной функции, легко найдем, что

$$d\bar{x}/\bar{x} = \varphi(c) dc/c, \quad \varphi(c) = c/[f^*(c) f'(c)].$$
 (6.2)

Формула (6.2) устанавливает связь между ошибками «входа» (dc/c) и «выхода» $(d\bar{x}/\bar{x})$. Функция $\varphi(c)$ — коэффициент усиления ошибок. Для тех значений с, где она велика, использовать предлагаемый алгоритм для нахождения решения невозможно — задача некорректна. В частности, это нельзя делать там, где f'(c) очень мала́, т. е. там, где с близко к корням производной f'(x). И это вполне понятно. Ведь найти решение уравнения (6.1) означает определить точку пересечения прямой y = c с кривой y = f(x). Но там, где производная f'(x) очень мала́, кривая y = f(x) почти параллельна оси х и естественно, что координаты точки пересечения будут очень чувствительны к ошибкам с. Чтобы получить приемлемые значения $d\bar{x}/\bar{x}$, стараются либо максимально уменьшить dc/c, либо, если это невозможно, «регуляризировать» задачу. Это означает, что вместо f(x) вводят новую функцию $f_1(x)$, близкую к f(x), однако такую, что новая $\varphi_1(c)$ в интересующем нас диапазоне cневелика. Иногда совсем грубо это делают так. Если из физических соображений можно полагать, что f* (c) — «хорошая» функция, то просто строят ее график, вычисляя значения только в «гладких» точках, минуя неприятные. График же используют для вычисления \bar{x} для всех c. Данные о качестве функции $f^*(c)$ и являются теми дополнительными соображениями, которые позволяют «регуляризировать» задачу, а построение графика f*(c) и составляет в этом случае процесс «регуляризации».

В примере (6.1) корректность задачи сведена к вопросу об устойчивости положения точки пересечения двух прямых к изменению коэффициентов прямых. Это довольно типично. Обратные задачи при их линеаризации часто сводятся к решению линейных систем. Поэтому в качестве второго примера рассмотрим систему

$$x - y = a; \quad x - (1 + 10^{-m}) y = b.$$
 (6.3)

Определитель этой системы $\Delta = 10^{-m} \neq 0$. По теореме Крамера, решение системы (6.3) существует. Оно однозначно и может быть определено по формулам Крамера, если точно выполнить все вычисления, предписываемые этими формулами. Однако, если $m \gg 1$, величина Δ очень мала́. В этом случае прямые, точку пересечения которых мы ищем, почти параллельны. При небольших изменениях a и b положение точки пересечения будет значительно изменяться. Так как арифметические действия всегда связаны с округлениями и числа a и b, если они получены в опыте, известны с ограниченной точностью, практически вычислить корни системы (6.3) при $m \gg 1$ невозможно. Это означает, что, если не увеличить точность расчетов или точность чисел a и b, использование системы (6.3) бесполезно.

При решении систем линейных уравнений, в особенности с большим числом неизвестных, очень важно поэтому заранее знать, с какого сорта системами мы имеем дело. Системы, подобные (6.3), в алгебре называются плохо обусловленными. В общем случае, когда речь идет о решении линейной системы

$$a_{ik}x_k = y_i, \quad i, \ k = 1, \ 2, \ 3, \ \dots, \ n$$
 (6.4)

14 Заказ № 244

200

из п уравнений относительно п неизвестных плохая обусловленность системы (6.4) или матрицы коэффициентов $\alpha = [a_{ik}]$ означает, что среди гиперплоскостей, составляющих систему (6.4), есть несколько, по крайней мере две, почти параллельных. Обычно в задачах обращения системы типа (6.4) возникают при линеаризации точной задачи. При этом не только свободные члены у, но и элементы матрицы α известны приближенно. Как правило, оказывается, что, чем больше n, тем меньше Δ . В результате стремление улучшить точность линеаризации за счет увеличения числа точек п оборачивается ухудшением обусловленности системы (6.4). В каждой конкретной задаче обращения существует свое оптимальное *п*-увеличение или уменьшение его ухудшает дело. Если определитель матрицы мал, то часто изменения элементов в пределах их точности обращают Δ в нуль. Это означает, что задача не имеет решения — система уравнений (6.4) практически несовместна.

Очень важно, не решая систему, уметь заранее определить степень обусловленности ее матрицы. При этом, если система возникла в результате линеаризации задачи, часто можно путем изменения точек линеаризации (выбор которых обычно произволен) существенно улучшить степень обусловленности матрицы. В алгебре предложено несколько разных способов оценок степени обусловленности матрицы. Самый простой из них вытекает из предыдущего. Система плохо обусловлена, если ее определитель Δ очень мал. Это утверждение, однако, нуждается в одном важном уточнении. Очевидно, что решение системы уравнений не изменится, если умножить каждое из уравнений на постоянное число L. При этом определитель системы умножится на L^n , т. е. может быть сделан сколь угодно большим. Поэтому исследуемую систему гиперплоскостей надо сначала привести к нормальному виду. Для этого надо каждое из n уравнений системы (6.4) помножить на вели-

чину $\left(\sqrt{\sum_{k=1}^{n} \alpha_{ik}^{2}}\right)^{-1}$. Наилучшая обусловленность будет у системы

взаимно перпендикулярных плоскостей. Определитель такой системы, после того как систему нормируют, равен ± 1 . Таким образом, степень обусловленности системы определяется близостью модуля определителя нормированной системы к 1. Например, в случае системы (6.3) легко вычислить, что ее нормированный определитель равен $10^{-m}/4$. При большом *m* он очень мал — система будет плохо обусловлена.

Физически некорректность задачи часто связана с чрезмерной общностью в ее постановке. При этом малые изменения исходных параметров могут приводить к большим изменениям в ответе. Чтобы исключить недопустимые решения, нужно с самого начала както сузить постановку задачи. Это сужение, однако, нельзя делать чрезмерным. Мы встречаемся со взаимно противоположными требованиями. Нахождение здесь правильной пропорции характеризует ценность метода. Итак, при разработке обратной задачи мы должны стремиться: 1) к построению задачи, которая имеет решение; 2) к получению однозначного решения и 3) к построению алгоритма, возможно более общего и возможно менее чувствительного к ошибкам опыта и счета.

6.1.2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ДИСПЕРСНОЙ СРЕДЫ ПО СВЕТОРАССЕЯНИЮ

После этих общих замечаний обратимся к обратной задаче, анализ которой и будет составлять содержание настоящей главы. Речь пойдет об определении по особенностям светорассеяния кривой распределения по размерам частиц, взвешенных в среде. Эта задача представляет большой интерес для океанологии, метеорологии, биологии, техники и др. Частицы при ничтожной общей массе имеют гигантскую разветвленную поверхность и вносят решающий вклад в свойства дисперсных систем. Например, в океане малые посторонние частицы определяют оптические свойства, процессы адсорбции и др.

Характеристики рассеяния света зависят от свойств среды. Измеряя эти характеристики для морской воды и вычитая молекулярное рассеяние, которое известно, можно выделить рассеяние взвесью и использовать полученные данные для определения состава океанской взвеси. Предположим, что взвешенные частицы являются однородными сферами радиуса *а*. Будем также считать, что элемент объема облучен параллельным пучком света и что речь идет о «разбавленных» системах, так что в рассеянием пучке отсутствуют интерференция и многократное рассеяние. Нетрудно показать, что в этом елучае наша задача сводится к обращению линейного интегрального уравнения первого рода:

$$S(\gamma, \lambda) = N \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} s(\gamma, \lambda, a) f(a) da, \qquad (6.5)$$

где через $S(\gamma, \lambda)$ мы обозначили какую-нибудь измеряемую характеристику рассеяния света совокупностью взвешенных частиц (общий показатель рассеяния или показатель рассеяния под фиксированным углом), через $s(\gamma, \lambda, a)$ — значение этой характеристики для отдельной частицы радиуса a; N — числовая концентрация; f(a) = n(a)/N — функция распределения частиц по размерам; a_{\min} и a_{\max} — граничные радиусы частиц взвеси.

Ядро s(x, a) может быть, например, индикатрисой рассеяния монодисперсной системы частиц, раднус которых a; в этом случае S(x) — полидисперсная индикатриса, описывающая рассеяние под углом $\gamma = x$, и т. д. Во всех случаях задача теории обращения состоит в том, чтобы указать метод расчета неизвестной функции распределения f(a) по s(x, a) и S(x).

В такой полной постановке решение задачи обращения вызывает большие трудности. И, действительно, простейший способ

решения уравнения (6.5) — это замена его алгебраической системой типа (6.4). Этот путь, однако, как правило, не достигает цели, так как получающиеся при этом системы оказываются плохо обусловленными. Формально правильное решение, например, может содержать отрицательные корни, т. е. оказывается физически бессмысленным. Причем чем выше порядок системы, тем ее решение оказывается более чувствительным к ошибкам. Таким образом, практически счет оказывается невозможным. Причина трудностей лежит в особенностях, свойственных интегральным уравнениям первого ряда, — эти уравнения некорректны.

Часто считают $a_{\min} = 0$, а $a_{\max} = \infty$, так что вместо (6.5) рассматривают более простое уравнение

$$S(x) = N \int_{0}^{\infty} s(x, a) f(a) da. \qquad (6.6)$$

Для некоторых простых ядер уравнение (6.6) нетрудно решить. Так, если ядро имеет вид $\exp(ixa)$ (ядро Фурье), величина S(x), определяемая экспериментально, будет просто фурье-трансформантой функции f(a). В более общем случае, если ядро зависит только от произведения аргументов,

$$s(\mathbf{x}, \mathbf{a}) = s(\mathbf{x}\mathbf{a}),$$

формальное решение (6.6) может быть получено с помощью преобразований Меллина или Титчмарша [82].

Связь между уравнением (6.6) и преобразованием Фурье позволяет понять важную особенность интегральных уравнений первого рода, связанную с их некорректностью. Оказывается, ошибки измерений, всегда присутствующие в S(x), лимитируют число гармоник Фурье искомой функции f(a), которые могут быть восстановлены при решении уравнения (6.6). Высокие гармоники, т. е. тонкие детали поведения f(a), затеряны в шумах функции S(x). Это сразу видно, если представить себе, что к решению f(a) уравнения (6.6) мы добавим произвольное слагаемое вида $\Delta f(a) = Ce^{i\omega a}$. Это изменит левую часть (6.6) на величину

$$\Delta S = C \int_{0}^{\infty} s(x, a) e^{i\omega a} da.$$

При большой частоте ω величина ΔS — фурье-компонента функции s(x, a) — может быть сделана очень малой, такой, например, чтобы ΔS попала в пределы изменения S, которые определяются ее точностью измерения. Таким образом, величины f(a) и $f(a) + \Delta f(a)$ в равной мере будут удовлетворять уравнению (6.6) и могут быть приняты за его решения, хотя при подходящем выборе C оба выражения могут отличаться очень сильно. Точность измерений S определяет критическую частоту ω_0 . Фурье-компоненты с частотой $\omega > \omega_0$ не могут быть определены из уравнения (6.6).

Из-за трудностей, связанных с решением уравнений (6.5) и (6.6) в полной постановке, в оптике океана широкое распространение получили ограниченные задачи. Эти ограничения бывают двух типов: 1) определяют отдельные характеристики системы, например концентрацию частиц N или моменты распределения частиц по размерам и др.; 2) на функцию f(a) или на N налагаются дополнительные условия. Иногда, например, предполагают, что функция f(a) принадлежит семейству гамма-распределений или степенных распределений и опытные данные используют для определения значения параметров в этих распределениях. Подобную ограниченную задачу следует отличать от полной, в которой никаких условий на N и f(a) заранее не налагается и они полностью определяются непосредственно по данным оптического эксперимента. Рассмотрим вначале более простой случай — ограниченную задачу.

6.2. ОГРАНИЧЕННАЯ ЗАДАЧА

6.2.1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЧИСЛОВОЙ ИЛИ МАССОВОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ, ДРУГИХ МОМЕНТОВ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

Если считать, что функция распределения и граничные размеры частиц взвеси остаются постоянными, то измеренную характеристику рассеяния S можно использовать для определения числовой концентрации взвеси N. Действительно, преобразуя уравнения (6.5), можно написать

$$N = BS, \tag{6.7}$$

где $B^{-1} = \int_{a_{\min}}^{\max} s(\gamma, \lambda, a) f(a) da$. Если нас интересует не числовая,

а массовая концентрация, формула (6.7) приобретает вид

$$c = B'S, \quad B' = \rho \bar{v}B, \tag{6.8}$$

где *с* — массовая концентрация взвеси, г/см³; *р* — плотность материала частиц; *v* — средний объем частицы.

В работе [31] исследовалась прозрачность взвесей каолина и глинистого ила в воде. Изучалась линейная связь между концентрацией взвешенных веществ *с* и показателем ослабления ε , определенным для красного света $\lambda = 726$ нм:

$$\varepsilon = \eta c. \tag{6.9}$$

Параметр η зависит от природы частицы их размеров. Если *с* выражать в граммах в кубическом метре, а ε в обратных метрах, то величина η изменялась от 0,6 до 0,19, ее среднее значение по 53 пробам оказалось 0,30. Для монодисперсных систем функция $\eta(a)$ указана на рис. 2.4.

Для чистых океанских вод (концентрация взвеси от 0,5 до 2 г/м³) с преобладанием частиц *a* < 0,5 мкм в работе [67]

213

получено следующее корреляционное соотношение между концентрацией взвеси *с* и показателем ε для $\lambda = 546$ нм:

$$c = 1,85\varepsilon + 0,20.$$
 (6.10)

На линейную связь между є и концентрацией взвеси указывают многие авторы [25].

При определении концентрации взвеси с лучшие результаты получаются, если использовать связь между показателем рассеяния под данным углом $\sigma(\gamma)$ и вкладом в с частиц разных размеров. Чем больше частицы, тем меньший угол γ следует выбирать в соотношении

$$y = m\sigma(\gamma) + n. \tag{6.11}$$

В формуле (6.11) у может обозначать либо числовую (N млн. шт/л), либо массовую (c мг/м³) концентрацию данной фракцин взвеси. В работе [46] определены оптимальные значения коэффициентов регрессии m и n и относительные ошибки ее δ для фракций a = 0, 2...0, 5; 0, 5...1, 0 и >1,0 мкм при использовании показателей рассеяния $\sigma(\gamma)$ углов $\gamma = 45; 6$ и 1° соответственно (для $\lambda_0 = 546$ нм). Результаты представлены в табл. 6.1*. Они получены по измерениям в Атлантическом и Тихом океанах и проверялись по независимым измерениям в Индийском океане. Во всех случаях ошибки в N и c не выходили за пределы $3N\delta_N$ и $3c\delta_c$. Простые формулы типа (6.7)—(6.11) позволяют, используя буксируемый прозрачномер или нефелометр с фиксированными углами, быстро определять поля взвеси по большим акваториям. Точность таких измерений невелика, но она не хуже, чем точность стандартных методик геологов, и значительно менее громоздка.

Фракция		N			C		Число		
а мкм	m	n	8 _N	m	n	ðc	проб	Реяс, регнон	
0,20,5 0,51,0 >1,0	3 · 104 9,5 0,20	1,0 0,2 0,3	0,29 0,14 0,35	8,9 · 10 ³ 24 12	3,0 0,5 16	0,16 0,14 0,20	29 41 30	8-й рейс, Тихий океан То же 5-й рейс, Атлан- тический + Ти-	

Таблица 6.1 Оптимальные значения коэффициентов регрессии

Иногда для простых оценок взвеси формулу (6.5) используют в монодисперсном приближении. В этом случае интеграл в уравнении (6.5) заменяется характеристикой рассеяния монодисперсной

^{*} При расчете массовой концентрации с предполагалось, что частицы с a = 0, 2..., 1, 0 мкм — минеральные, $\rho = 2$ г/см³, частицы с a более 1 мкм — органические, $\rho = 1$ г/см³.

взвеси единичной концентрации с некоторым «эффективным» радиусом частиц

$$S(a_{s\phi}) = N \int_{a_{min}}^{a_{max}} S(a) f(a) da.$$
 (6.12)

Если концентрация N известна, то, сравнивая S/N с монодисперсным значением из таблиц [123], находят $a_{9\Phi}$. Подчеркнем, что полученный таким образом «эффективный» радиус частиц зависит от того, какая характеристика измерялась. Отличия между различными $a_{9\Phi}$ тем больше, чем шире распределение.

Монодисперсное приближение может быть использовано лишь для качественных оценок.

Если отказаться от монодисперсного приближения, то по формулам главы 4 можно установить, какие моменты распределения определяются в тех или иных измерениях. С помощью нескольких моментов можно определить общий характер распределения. Для полного восстановления функции распределения формально нужно знать все моменты. Задача восстановления функции по ее моментам называется проблемой моментов. Она рассматривается в курсах прикладного анализа.

6.2.2. МЕТОД ПОДБОРА

Другой класс ограниченных задач, распространенный в оптике мутных сред, состоит в выборе среди известного набора функций конкретного распределения, которое описывает данную взвесь. Этот выбор делается путем сравнения измеренной интегральной оптической характеристики S, например индикатрисы рассеяния, с некоторым набором стандартов, соответствующим разным кривым изучаемого семейства. Если монодисперсная характеристика выражается явной формулой, полидисперсная характеристика часто может быть представлена некоторой специальной функцией $S(\gamma_i)$. Здесь γ_i угол рассеяния (или частоты), для которого производятся измерения S. Примеры подобных функций для разных семейств распределений приведены в главе 4. В этом случае определение значения параметров семейства v_k сводится к решению системы уравнений

$$S(\gamma_i, \nu_k) = C_i, \quad i = 1, 2, ..., n.$$
 (6.13)

Число уравнений n должно быть не меньше k — числа параметров в искомом семействе. Несмотря на кажущуюся простоту, система (6.13) не всегда удобна. Часто здесь возникают трудности, о которых мы говорили в связи с уравнением (6.1) — система (6.13) оказывается плохо обусловленной.

В общем случае, когда для монодисперсной характеристики $s(\gamma, \lambda, a)$ нужно использовать ряды Ми, значения S представляются в виде таблиц, например [123].
Пусть мы измерили индикатрису рассеяння океанской воды и после исключения чистой воды получили $\tilde{x}(\gamma)$ — индикатрису гидрозольного рассеяния. Здесь возможны различные постановки задачи. Простейшая из них состоит в том, чтобы определить, какая из моделей ближе других соответствует данным измерений. Выберем какой-либо критерий для определения «расстояния» между $\tilde{x}(\gamma)$ и модельными значениями $x_k(\gamma)$. Это либо сумма квадратических отклонений, либо максимальный модуль отклонения и др. Остановимся, например, на сумме квадратических отклонений $F^*(k) = \sum_{i=1}^{n} [x_k(\gamma_i) - \tilde{x}(\gamma_i)]^2$ по всем *п* углам, для которых имеются данные. Подчеркнем два момента: 1) так как индикатрисы $x(\gamma_i)$ для

ные. Подчеркнем два момента: I) так как индикатрисы $x(\gamma_i)$ для различных углов рассеяния γ_i отличаются на несколько порядков,



Рис. 6.1. Два характерных типа формы кривой «расстояния» между реальным и модельным распределениями.

вместо суммы квадратов разностей в F* (k) следует рассматривать относительные величины

$$F(k) = \sum_{i=1}^{n} \left(\frac{x_k(\gamma_i) - \tilde{x}(\gamma_i)}{\tilde{x}(\gamma_i)} \right)^2, \qquad (6.14)$$

иначе отклонения в области малых углов «забьют» средние и большие углы. В формуле (6.14) все углы сравнения стали равноценными (подобная процедура «взвешивания» вклада разных углов была использована в работе [125] при решении аналогичной задачи для атмосферного аэрозоля); 2) при определении оптимальной модели необходимо различать случаи острых и пологих минимумов F(k). Обратимся к рис. 6.1. Обе кривые F(k) имеют минимумов F(k). Обратимся к рис. 6.1. Обе кривые F(k) имеют минивыбрать модель. Вторая кривая при учете ошибок измерения и расчетов в действительности не дает основания предпочесть k_0 -тую модель соседним. Мы встречаемся здесь снова с плохой обусловленностью задачи, и для однозначного выбора k нужны дополнительные соображения. Если их нет, то оптические данные позволяют рекомендовать только суперпозицию (может быть, с весами) всех тех моделей, для которых кривая F(k) не выходит за некоторые пределы $|\delta F|$, обусловленные точностью измерений $\tilde{x}(\gamma)$. Если мы обозначим ошибку $\tilde{x}(\gamma_i)$ через $\delta \tilde{x}(\gamma_i)$, то очевидно, что

$$|\delta F| = 2 \sum_{i=1}^{\infty} \left| \left(\frac{x_k(\gamma_l)}{\tilde{x}(\gamma_l)} - 1 \right) \frac{x_k(\gamma_l)}{\tilde{x}(\gamma_l)} \frac{\delta \tilde{x}(\gamma_l)}{\tilde{x}(\gamma_l)} \right|.$$

На рис. 6.1 область неопределенных значений F заштрихована. Для изображенного там случая три модели с $k = k_0 - 1$, k_0 и $k_0 + 1$ в равной мере могут рассматриваться как оптимальные.

В качестве примера применения метода подбора обратимся к формуле (5.31). Используем ов (у) по [113] и данные о о (у) при λ₀ = 546 нм для 31 значения у в области малых углов у = 0,33... ... 10° и 10 в области больших углов у = 15 (15) 145°. Измерения проводились на 68 станциях (32 открытого океана и 36 прибрежных) в слое 0-25 м в Тихом и Индийском океанах. С помощью карт распределения терригенной и бногенной взвеси каждая станция была отнесена к одному из четырех классов, обозначенных: б, бБ, Б, ББ и т, тТ, Т, ТТ соответственно для биогенной и терригенной взвеси (малая, средняя, большая и очень большая концентрация). Так как станций немного, они были объединены в единую табл. 6.2. В этой таблице три клетки оказались пустыми. Для оставшихся 13 классов были вычислены средние $\sigma(\gamma)$ и определена статистическая различимость этих классов. Оказалось, что надежно различимы только 4 группы и 13 классов были объединены в 4 группы. В табл. 6.2 эти группы указаны в скобках. Для каждой группы вычислены средние $\tilde{\sigma}_i(\gamma)$. Далее на ЭВМ, в память которой были введены все полидисперсные модели, рассмотренные в [123], для каждой группы были минимизированы средние квадратические отклонения правой и левой частей уравнения *

$$\sigma_i(\gamma) = \lambda^2 n_{\rm T} \sigma_{\rm T} (m_{\rm T}, \nu, \rho_{\rm max}) + \lambda^2 n_6 \sigma_6 (m_6, \bar{\rho}, \rho_{\sigma}). \qquad (6.15)$$

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЧИСЛА СТАНЦИИ ПО ТИПУ ВЗВЕСИ

Градации	T	τT	Т	ŤŤ
б бБ ББ	0 1 (4) 5 (2) 0	3 (4) 11 (4) 4 (2) 8 (2)	6 (4) 11 (3) 9 (2) 2 (2)	0 3 (2) 4 (2) 1 (1)

Это позволило определить оптимальные значения концентраций *n*_т, *n*₆, коэффициентов преломления *m*_т, *m*₆ и других параметров

* Множитель $\lambda^2 n$ в слагаемых справа связан с переходом от безразмерных чисел α_r , приведенных в таблицах [123], к показателю σ (см. главу 4, с. 153).

взвеси каждой $\sigma_i(\gamma)$. При учете неопределенности, с которой нам известны $\bar{\sigma}_i(\gamma)$, оказалось, что каждой из них соответствует примерно 8—10 оптимальных моделей, попадающих в интервал $|\delta F|$ (см. рис. 6.1). Качество восстановления проиллюстрировано на рис. 6.2. Там приведены данные для первой группы (где гидрозольное рассеяние наибольшее). Расхождения наблюдаются в задних углах рассеяния, в области 105 и 45°. Это означает, что в этих углах ме-



Рис. 6.2. Сопоставление средней индикатрисы первой группы $\bar{\sigma}_1(\gamma)$ (жирная линия) и набора 10 «ближайших» восстановленных индикатрис (они располагаются внутри заштрихованной области).

тод подбора чувствителен к выбору исходного семейства распределений. Модели, построенные таким образом, могут быть полезны для разных задач. В частности, они позволяют рекомендовать оптимальное значение $\sigma(\gamma)$ для тех углов γ , где измерения не проводятся, например в задних углах рассеяния и др.

Другой пример применения метода подбора описан в разделе 6.7. Там он используется для определения характеристик терригенной взвеси [по значениям $x(\gamma)$ в интервале 45—145°]. В качестве критерия близости в разделе 6.7 используется принцип минимакса. Как влияет критерий близости, используемый при подборе, на результаты обращения? Для морской взвеси этот вопрос специально исследовался в работе [11]. Оказалось, что использование разных критериев практически не влияет на результат подбора разница в полученных спектрах частиц во всех рассмотренных примерах была меньше 10 %. Практически это та точность восстановления, которая определяется ошибками измерения морских индикатрис (см. раздел 6.6).

6.3. МЕТОД ФЛЮКТУАЦИЙ

6.3.1. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ МЕТОДА

Метод флюктуаций был развит в работе [114]. Идея его очень проста. Измерение прозрачности позволяет определить оптическую толщину системы т. Наблюдения показывают, что если частиц в пучке немного, то прозрачность системы испытывает заметные флюктуации. Эти флюктуации вызваны случайными перемещениями частиц; при этом частицы по-разному перекрывают друг друга. Обычно при измерениях прозрачности мы усредняем эти флюктуации, считая их помехой. В действительности в них содержится ценная информация о свойствах изучаемой дисперсной системы. Оказывается, дисперсия прозрачности, помимо т, зависит непосредственно от числа частиц в изучаемом объеме, так что одновременное измерение прозрачности и ее дисперсии дает нам метод определения как среднего размера, так и концентрации частиц.

Чтобы построить теоретическую модель явления, примем, что частицы располагаются в пространстве совершенно случайно. Рассмотрим прохождение параллельного пучка света сквозь слой дисперсной среды. Примем для простоты, что наша среда состоит из одинаковых частиц сферической формы и что ослабление интенсивности параллельного пучка *I* обусловлено только наличием частиц в освещенном объеме.

Спроектируем поперечники ослабления частиц, находящихся в освещенном объеме, на поперечное сечение пучка. Если площадь последнего S, а площадь пучка, свободная от проекций частиц, Y, то интенсивность света, прошедшего сквозь дисперсную среду, $I = I_0 Y/S$, где I_0 — интенсивность падающего пучка. Вычисляя среднее значение и дисперсию случайной величины Y, найдем среднее значение интенсивности прошедшего света и ее дисперсию.

Статистическая модель явления сводится, таким образом, к задаче о случайном бросании кругов на плоскую область A. Пусть эта область будет единичным квадратом. Предположим, что круги бросают независимо, и p_k — вероятность того, что центры ровно kкругов упали на квадрат A. Нас интересует случайная величина Y — площадь части квадрата, не занятой кругами. Моменты этой случайной величины определяются с помощью теоремы Γ . Роббинса, вытекающей из общих свойств условных математических ожиданий, установленных А. Н. Колмогоровым. Из этой теоремы следует, что *l* — момент случайной величины *Y* — будет

$$E(Y^{l}) = \int_{\substack{x_{i} \in A \\ 1 \leq i \leq l}} p(x_{1}, \ldots, x_{l}) dx_{1} \ldots dx_{l}.$$

Здесь $p(x_1, ..., x_l)$ — вероятность того, что ни одна из точек x_i ($1 \le i \le l$) не покрыта кругами.

Для вычисления $p(x_1, \ldots, x_l)$ достаточно найти площадь общей части кругов. Мы ограничимся изучением среднего значения и дисперсии рассматриваемой случайной величины, т. е. величин E(Y) и $E(Y^2)$.

Предположим, что число кругов, центры которых упали на единичный квадрат A, распределено по закону Пуассона: $p_k = e^{-\lambda}\lambda^k/k!$. Пренебрегая для простоты явлениями на границе квадрата [что возможно, если относительная (безразмерная) площадь $s = s_0/S = \pi r^2$ каждого из падающих кругов $\ll 1$], получим

$$E(Y) = e^{-\lambda s}; \qquad (6.16)$$

$$\sigma_y^2 = se^{-2\lambda s} \left[2 \int_0^{\pi} a(\tau, \varphi) d\varphi + \frac{16r}{\pi} \int_0^{\pi} \cos \frac{\varphi}{2} \cdot a(\tau, \varphi) d\varphi - \frac{8r^2}{\pi} \int_0^{\pi} \cos^2 \frac{\varphi}{2} \cdot a(\tau, \varphi) d\varphi \right]; \qquad (6.17)$$

$$a(\tau, \varphi) = \sin \varphi \cdot \exp\left(\frac{\tau (\varphi - \sin \varphi)}{\pi} - 1\right). \quad (6.18)$$

Здесь λ — среднее число кругов, упавших на квадрат; $\tau = \lambda s$.

В нашей модели $s = s_0/S$ — относительный поперечник ослабления света частицами среды; $\lambda = \bar{n}lS$ — среднее число рассеивающих центров в освещенном объеме среды; оптическая толщина среды равна $\tau = \lambda s = l\bar{n}s_0$.

Считая $r \ll 1$ [так что вторым и третьим слагаемыми в (6.17) можно пренебречь], из формул (6.16)—(6.18) получим (здесь $\lambda = N$):

$$I = I_0 e^{-\tau}; (6.19)$$

$$D = \overline{(\Delta I)^2} = I_{0\phi}^2 (\tau) / \overline{N}; \qquad (6.20)$$

$$\varphi(\tau) = 2\tau e^{-2\tau} \int_{0}^{n} a(\tau, \varphi) d\varphi. \qquad (6.21)$$

Формула (16.19) выражает обычный закон Бугера—Ламберта. Интерес представляет соотношение (6.20), с помощью которого по измеренным дисперсии D и оптической толщине τ [τ можно определить из (6.19)] находим \overline{N} (среднее число частиц в просвечиваемом объеме) и, следовательно, \overline{n} и s_0 . Рассмотрим подробнее специальную функцию $\varphi(\tau)$, связывающую дисперсию $D \ c \ \tau \ u \ N$ (см. [114]). График этой функции изображен на рис. 6.3. В нуле и на бесконечности значения $\varphi(\tau)$ равны 0; она имеет максимум, равный 0,1770, в точке $\tau = 1,17$. Соотношения $\varphi(\tau) \rightarrow 0$ при $\tau \rightarrow 0$ или $\tau \rightarrow \infty$ физически объясняются тем, что в первом случае ($\tau \rightarrow 0$) нет взаимного затенения и прием-



Рис. 6.3. Графики специальных функций задачи $\phi(\tau)$ и $\mu(\tau)$.

ник регистрирует практически неизменный пучок, во втором случає $(\tau \rightarrow \infty)$ мала́ дисперсия, потому что много частиц на пути луча и поток практически не флюктуирует.

Для малых и больших т найдем следующие асимптотические оценки функции $\varphi(\tau)$. При $\tau \rightarrow 0$, разлагая в ряд экспоненту, стоящую под знаком интеграла в выражении (6.21), и учитывая, что

$$\frac{1}{\pi^2} \int_0^{\pi} (\varphi - \sin \varphi)^2 \sin \varphi \, d\varphi = \frac{1}{2} - \frac{8}{3\pi^2} = 0,2298 \dots,$$

получим

 $\varphi(\tau) = \tau^2 - 1,770\tau^3 + O(\tau^4). \tag{6.22}$

При $\tau \rightarrow \infty$ главный вклад в интеграл вносит окрестность точки $\varphi = \pi$. Обозначая $\pi - \varphi = \psi$ и считая ψ малым, найдем

$$\varphi(\tau) = 2\tau e^{-2\tau} \int_{0}^{\infty} \exp\left(-\tau \frac{\psi + \sin\psi}{\pi}\right) \sin\psi d\psi =$$
$$= 2\tau e^{-2\tau} \int_{0}^{\infty} \exp\left(-\tau \frac{2\psi}{\pi}\right) \psi d\psi = \frac{\pi^{2}}{2} \frac{e^{-\tau}}{\tau}. \quad (6.23)$$

Учитывая, что интеграл в выражении (6.21) — монотонно возрастающая функция т и что при $\tau \to 0$ он равен $\tau/2$, для любого $\tau \ge 0$ имеем $\varphi(\tau) \ge \tau^2 e^{-2\tau}$. С другой стороны, при $0 \le \varphi \le \pi$

$$\exp\frac{-\tau (\varphi - \sin \varphi)}{\pi} - 1 \leqslant e^{\tau}.$$

Таким образом, для функции $\phi(\tau)$ имеем следующие оценки:

$$\tau^2 e^{-2\tau} \leqslant \varphi(\tau) \leqslant 4\tau e^{-\tau}. \tag{6.24}$$

Значения функции $\varphi(\tau)$ представлены в табл. 6.3. Отклонения асимптотических формул (6.22) и (6.23) от таблицы составляют 2,5 % при $\tau = 0,1$ и 1,3 % при $\tau = 10$.

			-		
τ	φ(τ)	τ	φ (τ)	T.	(T)
$\begin{array}{c} 0 \\ 0,1 \\ 0,2 \\ 0,4 \\ 0,5 \\ 0,6 \\ 0,7 \\ 0,8 \\ 0,9 \\ 1,0 \\ 1,1 \\ 1,2 \\ 1,3 \\ 1,4 \\ 1,5 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0\\ 8,380 & -3\\ 2,810 & -2\\ 5,301 & -2\\ 7,904 & -2\\ 1,037 & -1\\ 1,253 & -1\\ 1,572 & -1\\ 1,572 & -1\\ 1,767 & -1\\ 1,769 & -1\\ 1,769 & -1\\ 1,708 & -1\\ 1,708 & -1\\ 1,652 & -1\\ \end{array}$	1,67 8,90 1,23 2,22 2,24 6 8,0 2,46 8,0 3 3,3 3,3 3,3 3,3 3,3 3,3 3,3 3,3 3,3	$\begin{array}{r} 1,585 \ -1\\ 1,509 \ -1\\ 1,428 \ -1\\ 1,343 \ -1\\ 1,257 \ -1\\ 1,257 \ -1\\ 1,005 \ -1\\ 9,259 \ -2\\ 7,795 \ -2\\ 7,795 \ -2\\ 7,795 \ -2\\ 5,376 \ -2\\ 4,415 \ -2\\ 3,607 \ -2\\ 2,932 \ -2\\ 2,374 \ -2\\ 2,374 \ -2\\ \end{array}$	4,0 4,2 4,46 5,5 5,5 6,5 0,5 6,5 0,5 0,5 9,5 0,5 10,0	$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$

Таблица 6.3 СПЕЦИАЛЬНАЯ ФУНКЦИЯ Ф(т)

Рассмотрим коэффициент вариации у интенсивности прошедшего пучка

$$\gamma = \sqrt{D}/\overline{l} = \sqrt{s}\,\theta(\tau), \quad \theta(\tau) = \sqrt{\phi(\tau)/\tau}e^{\tau}. \quad (6.25)$$

При малых и больших т имеем соответственно

$$\gamma = \sqrt{\overline{s}} \cdot \sqrt{\overline{\tau}}; \quad \gamma = \sqrt{\overline{s}} \left(\pi / \sqrt{2} \right) \left(e^{\tau/2} / \tau \right). \tag{6.26}$$

Поскольку среднее число кругов λ , упавших на квадрат, неизменно, при $\tau \rightarrow 0$ нет взаимного затенения и γ также $\rightarrow 0$. При $\tau \rightarrow \infty$ дисперсия спадает медленнее, чем квадрат интенсивности, и $\gamma \rightarrow \infty$. Используя оценки (6.24) для $\varphi(\tau)$, найдем, что при любых τ

$$\sqrt{\tau} \leqslant \theta(\tau) < 2e^{\tau/2}. \tag{6.27}$$

Из формулы (6.25) видно, что при заданном т надо стремиться иметь $s = s_0/S$ как можно больше, т. е. стараться работать с максимально узкими пучками.

Приведем теперь окончательные формулы, позволяющие определить средний поперечник ослабления света частицей s₀ и концентрацию частиц *n* через среднюю интенсивность прошедшего пучка *I*, дисперсии сигнала *D* и площадь сечения пучка S:

 $s_0 = (D/I_0^2) [S\tau/\varphi(\tau)]; \quad \overline{n} = \tau/(ls_0); \quad \tau = -\ln(\overline{l}/l_0).$ (6.28)

6.3.2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА И ТОЧНОСТЬ МЕТОДА

Метод проверялся на модельных взвесях в системах со сферическими и несферическими частицами. Уже в первой публикации [114] были описаны опыты с шариками полистирола диаметром 50—54 мкм, взвешенными в воде. Экспериментальная установка содержит источник параллельного пучка света, кювету с взвешенными в воде калиброванными частицами и приемник. В качестве источника света использовался гелий-неоновый лазер. Регистрирующая часть прибора состояла из усилителя постоянного тока и выпрямителя. Выпрямленная переменная составляющая подавалась на самописец, показания которого давали среднюю амплитуду флюктуации интенсивности прошедшего света. Эта величина несколько меньше дисперсии, но экспериментально получать ее гораздо проще.

Для восьми случаев средний диаметр частиц, вычисленный по формулам (6.28), оказался равным 39 мкм, т. е. на 30 % меньше. Это занижение было вызвано двумя причинами:

1) заменой среднего квадратического отклонения $((\overline{\Delta I})^2)^{\frac{1}{2}}$, для которого выведена формула (6.28), на среднее линейное $|\overline{\Delta I}|$. Это приводит к занижению результатов, например, для гауссова распределения на 20 %;

2) включением в регистрирующую систему специального фильтра, чтобы избавиться от колебаний излучения самого лазера. Этот фильтр частично зарезал исследуемый эффект. Это приводило к уменьшению измеряемых флюктуаций примерно на 5—10 %. Подробно оценка точности метода и оптимальная схема измерений приведены в работе [78]. Используя формулы (6.28), нетрудно показать, что относительная ошибка определения ds_0/s_0 будет

$$|ds_0/s_0| = |dD/D| + |[2 - \mu(\tau)] dI_0/I_0| + |\mu(\tau) dI/I|. \quad (6.29)$$

Функция $\mu(\tau)$, входящая в эту формулу, несложно выражается через $\phi(\tau)$:

$$\mu(\tau) = 1/\tau - d \ln \varphi(\tau)/d\tau. \tag{6.30}$$

График $\mu(\tau)$ изображен на рис. 6.3, таблица ее приведена в работе [78]. Она имеет асимптотические представления

$$\mu(\tau) = \begin{cases} -1/\tau + \beta + \gamma \tau + \dots \text{ при } \tau \rightarrow 0, \ \beta = 1,770 \dots, \\ 1 + 2/\tau + \dots \text{ при } \tau \rightarrow \infty. \end{cases}$$
(6.31)

Функция $\mu(\tau)$ имеет корень при $\tau = 0,52$ и слабовыраженный максимум при $\tau = 4,4$, где она $\simeq 1,33$. Обращение $\mu(\tau)$ в бесконечность при $\tau \to 0$ связано с тем, что при малых τ метод флюктуации неэффективен.

Основными источниками погрешностей является погрешность определения дисперсии (первое слагаемое) и ошибка, связанная с измерением интенсивности (второе и третье слагаемые). Частотный спектр флюктуаций интенсивности, обусловленный движением частиц, занимает область низких частот, начиная от нуля герц. Это существенно затрудняет определение дисперсии при наличии низкочастотных компонент сигнала, вызванных нестационарностью источника, шумами приемника или других элементов приборной схемы. Необходимо также избавиться от изменения прозрачности дисперсной среды, вызванного происходящими в ней процессами (седиментацией и др.). Шумы источника особенно сильно сказываются в случае использования лазеров. Реально наблюдаемая дисперсия интенсивности прошедшего пучка D' есть сумма интересующей нас величины D и паразитной D_0 .

Величина вариации дисперсии D' определяется формулой

$$\sigma[D']/\overline{D'} = \sqrt{2/(n-1)},$$

где n — число отсчетов при обработке записей флюктуаций.

Вычисляя s₀, мы вместо *D* подставляем *D'*. Ошибка в определении *D* будет иметь два независимых источника: первый — погрешность определения *D'* и второй — не учитываемая нами систематическая ошибка из-за вклада величины *D*₀

$$\left|\frac{dD}{D}\right| = \frac{1}{D} \sqrt{\frac{2}{n-1} D^{'^{2}} + D_{0}^{2}} = \sqrt{\frac{2}{n-1} (1+\eta)^{2} + \eta^{2}}, \ \eta = D_{0}/D.$$

При очень малых и больших т, когда $\varphi(\tau)/\tau \rightarrow 0$, величина D, как следует из формул (6.28), убывает и может стать сравнимой с D_0 . В этих случаях величина η и погрешность |dD/D| возрастают.

В днапазоне т, где $D \ll D_0$ и $\eta \ll 1$, погрешность определяется. только числом отсчетов и практически не зависит от т. Отметим также, что $D \sim s_0/S$, поэтому желательно, как мы уже отмечали иметь максимально малое S. Что касается ошибок, связанных с из мерениями интенсивностей I_0 и I, то, полагая, что относительные ошибки обеих величин примерно одинаковы, и обозначая $\sigma[I]/I =$ = A, найдем для полной ошибки в s_0 следующее выражение:

$$\left|\frac{ds_{0}}{s_{0}}\right| = \sqrt{\frac{2}{n-1}(1+\eta)^{2}+\eta^{2}} + A[2-\mu(\tau)+|\mu(\tau)|]. \quad (6.32)$$

Как видно из выражения (6.32), необходимо обеспечить такие условия измерений, чтобы параметры η и А были по возможность минимальными. Величина А определяется мультипликативными шу-



Рис. 6.4. Оптическая схема и блок-схема регистрационного устройства для измерения методом флюктуаций.

мами и является константой фотометрического устройства. В чие от нее, η зависит от переменного параметра D, и при ботке устройства нужно стараться получить как можно большее во всем интервале τ .

Измерительная схема, построенная с учетом высказанных сооражений, описана в работе [78] (рис. 6.4). Параллельный пучок оисточника света S, промодулированный модулятором 1, проходисквозь кювету 2 с исследуемой средой и попадает на светоделитель ное зеркало 3, которое пропускает центральную часть пучка, а остальной свет посылает на фотоприемник 4. Из прошедшего светс диафрагмой 5 формируется узкий пучок, который поступает на второй фотоприемник 6. Угловые апертуры обоих приемников одинаковы, что дает возможность считать поперечник ослабления каждої частицы одинаковым для любого канала. Желательно иметь их малыми, чтобы не нужно было вводить поправки на учет света, рассеянного частицами в приемник.

С фотоприемников сигналы поступают на блок 7, в котором про исходит электрическое выравнивание и вычитание сигналов. В широком пучке, приходящем в приемник 4, практически не будет флюктуаций. При выравнивании и вычитании обоих каналов данные об общей прозрачности среды уничтожаются, а интересующие нас флюктуации резко возрастут. Добавим, что в схеме могут быть использованы нестабильные источники света типа ОКГ. Разностный сигнал подается на усилитель 8 и далее на синхронный детектор 9, опорный сигнал на который поступает с фотодиода 10. Последний освещается светом, промодулированным модулятором 1. Спектр флюктуаций регистрируется на записывающем блоке 11.

На описанной схеме были проведены измерения с калиброванными монодисперсными частицами при различных концентрациях: спорами ликоподия $[d_0 = (30 \pm 1) \text{ мкм}]$ и шариками полистирола $[d_0 = (53 \pm 1) \text{ мкм}]$. Результаты измерений для 10 образцов каждой взвеси приведены в работе [78].

Величина \sqrt{D}/I_0 , характеризующая интенсивность флюктуаций, изменялась в этих опытах от 0,45 до 5,5 % (соответственно при вы-



Рис. 6.5. Зависимость относительной ошибки Δ от оптической толщины т, рассчитанная по формуле (6.32) для частиц ликоподия (1) и для частиц полистирола (2). Здесь же показаны экспериментальные ошибки: a - для частиц ликоподия, $\delta -$ полистирола.

соких и малых концентрациях). Средние диаметры частиц ликоподия и полистирола получились равными (30,1 ± 1,8) и (52,4 ± ± 3,3) мкм соответственно. Более полное представление о точности метода дает кривая относительных ошибок $\Delta \tau = |\Delta d_0/d_0|$ для обеих моделей по данным работы [78], приведенная на рис. 6.5. На том же рисунке показана зависимость $\Delta = \Delta(\tau)$ для частиц днаметром $d_0 = 53$ мкм (кривая 1) и 30 мкм (кривая 2), рассчитанная по формуле (6.32). При этих расчетах в соответствии с характеристиками измерительной схемы, использованной в работе [78], было принято: $A = 10^{-2}$, $D_0/I_0 = 10^{-5}$. Число отсчетов при обработке спектра флюктуаций бралось равным 200. Из рис. 6.5 видно, что экспериментальные значения Δ практически совпадают со значениями, рассчитанными по формуле (6.32). Общий вывод состоит в том, что при использовании разработанной схемы в диапазоне т от 0,5 до 2 ошибка Δ не превосходит 6 %. При переходе к меньшим т и в особенности к большим ошибка Δ возрастает.

Метод флюктуации можно применять и к несферическим частицам. В этом случае он дает среднее поперечное сечение частиц в пучке. Пример такого приложения описан в работе [124]. В ней исследовались взвеси, содержащие частички каолина и целлюлозного волокна. Массовые концентрации каолина и сухого целлюлозного волокна задавались при изготовлении образца. Взвешенный в воде каолин выглядит под микроскопом, как набор частиц произвольной формы размерами от 5 до 20 мкм, а взвесь целлюлозного волокна представляет собой комки и отдельные нити размерами несколько десятков микрометров. Для полидисперсных сред с несферическими частицами по формулам (6.28) могут быть определены только средние величины \vec{d}_0 и \vec{n} , характеризующие размер и концентрацию некоторых эффективных сфер, получающихся при усреднении всех возможных сечений частиц неправильной формы. По полученным таким образом параметрам и известной плотности частиц взвеси может быть рассчитана массовая концентрация взвеси в воде. Средняя ошибка в определении концентрации для четырех образцов оказалась около 20 %. Полученные результаты позволяют рекомендовать флюктуационный метод для работ с реальными взвесями.

Остановимся в заключение на применении метода флюктуации к изучению состава морской взвеси. Поскольку концентрация мелкой взвеси в океане велика и относительная изменчивость ее мала, метод флюктуации удобно использовать для изучения крупной взвеси. При этом мелкую взвесь можно относить к неизменному фону, на уровне которого измеряются прозрачность и ее флюктуации. Пример такого использования мы приведем в разделе 6.7. Здесь же только добавим, что поскольку техническая реализация метода флюктуаций несложна (вероятно, проще, чем измерять малоугловую индикатрису), то его можно использовать для создания оперативных систем наблюдения за динамикой пространственновременной изменчивости крупнодисперсной взвеси в море. Он также может быть успешно использован при изучении процессов в прибрежной зоне, динамики взвеси и переноса ее вдоль берега, изучения спектра брызг и т. д.

6.4. МЕТОД МАЛЫХ УГЛОВ

6.4.1. ИСХОДНАЯ ФОРМУЛА

Вернемся теперь к общему уравнению (6.5). Для сфер ядро уравнения (6.5) задается формулами Ми (глава 4). Для трех частных случаев, когда ядро $s(\gamma, \lambda, a)$ может быть представлено простой аналитической формулой, удалось найти точные решения этого уравнения. Они носят названия метода малых углов, метода спектральной прозрачности и метода полной индикатрисы [96].

Остановимся вначале на этих методах. Решение здесь однозначно следует из данных опыта. Изучение точных решений представляется нам важным по многим причинам. На них удобно проверять различные численные методы регуляризации, определять необходимые требования к точности измерения, к диапазону и числу измеряемых точек. Кроме того, эти случаи важны сами по себе. Регуляризация в точных методах возникает за счет предположения, что со всеми функциями задачи можно проводить требуемые интегральные преобразования, т. е. что все несобственные интегралы, которые при этом выписываются, существуют. Предположения эти аналогичны тем, которые формулируются в теории преобразования Фурье. В отличие от метода подбора, требования эти физически совсем не обременительны, и поэтому точные решения можно применять практически всегда, где годятся ядра, которые в них используются.

Теорию метода малых углов изложим, следуя работам [94, 95], а его экспериментальную реализацию — [95, 99]. В методике расчета состава морской взвеси по данным светорассеяния, разработанной в работе [109], метод малых углов сочетается с методом подбора: первый применяется для определения крупной фракции, второй — мелкой.



Рис. 6.6. Распределение интенсивности света, рассеянного полидисперсной системой крупных частиц (p > 1) под малыми углами ($\gamma \ll 1$) для систем с различной шириной распределения: I -большой, 2 -средней, 3 -нулевой.

Метод малых углов основан на исследовании ореола вокруг направления на источник (см. рис. 4.7). Обратимся к формуле для интенсивности света, рассеянного крупной частицей ($\rho = 2\pi a/\lambda \gg 1$) под малыми углами рассеяния γ ($\gamma \ll 1$) (см. главу 4):

$$I(\gamma) = I_{\phi} a^2 J_1^2(\rho \gamma) / \gamma^2, \qquad (6.33)$$

где I_0 — интенсивность света, падающего на частицу.

Интенсивность света, рассеянного полидисперсной системой частиц, будет

$$\overline{I}(\gamma) = \frac{I_0}{\gamma^2} \int_0^{\infty} f(a) a^2 J_1^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \gamma a\right) da.$$
 (6.34)

Угловая структура пучка $I(\gamma)$, соответствующая трем типам распределений f(a), изображена на рис. 6.6. При увеличении ширины распределения f(a) венцы постепенно исчезают — вместо темных и светлых колец будет наблюдаться постепенное убывание яркости рассеянного света от центра пучка к периферии.

Выражение (6.34) представляет частный случай общей формулы (6.5). Формула (6.34) может быть точно обращена. Обращение основано на теории обобщенных трансформаций Фурье. Общая теория этих трансформаций развита в книге Е. Титчмарша [82]. Исходными являются соотношения

$$f(x) = \int_{0}^{\infty} k(xu) g(u) du; \qquad (6.35)$$

$$g(u) = \int_{0}^{\infty} h(uy) f(y) dy.$$
 (6.36)

В работе [82] показано, что если в формуле (6.35)

$$k(x) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} x \frac{d}{dx} [x J_v^2(x/2)],$$

то в формуле (6.36) величина h(x) будет

$$h(x) = -\sqrt{\pi} J_{\nu}(x/2) Y_{\nu}(x/2).$$

Здесь $J_{v}(x)$ и $Y_{v}(x)$ — соответственно бесселевы и неймановы функции порядка v.

После несложных преобразований приходим к формуле

$$f(\rho) = -\frac{2}{\rho^2} \int_0^{\infty} F(\rho \gamma) \varphi(\gamma) d\gamma, \qquad (6.37)$$

где ядро

$$F(x) = x J_1(x) Y_1(x), (6.38)$$

а функция

$$\varphi(\gamma) = \pi \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^3 \frac{d}{d\gamma} \left(\frac{T(\gamma)}{I_0} \gamma^3\right).$$
 (6.39)

Отсюда следует, что, определив в опыте $I(\gamma)$ и вычислив по формуле (6.39) $\phi(\gamma)$, далее по формуле (6.37) для каждого ρ найдем $f(\rho)^*$. Переходя к показателю рассеяния $\sigma(\gamma)$, получим окончательно

$$f(\rho) = -\frac{4\pi^2}{a^2\lambda} \int_0^{\infty} F(\rho\gamma) \frac{d}{d\gamma} [\sigma(\gamma)\gamma^3] d\gamma. \qquad (6.40)$$

Функция F(x) имеет следующие асимптотические представления:

$$F(x) = \begin{cases} -x/\pi, & x \ll 1; \\ \cos(2x)/\pi, & x \gg 1. \end{cases}$$
 (6.41)

^{*} Ядро уравнения (6.34) зависит от произведения переменных. Интегральные уравнения с такими ядрами могут быть обращены с помощью преобразования Мелиина (см. [82]). Выполнение этой процедуры с уравнением (6.34), разумеется, приводит к той же формуле (6.37). Наш более краткий вывод следует работе [94].

График ее нзображен на рис. 6.7. Четырехзначная таблица F(x)для x = 0(0,1) 16 приведена в работе [94], более подробная для x = 0(0,01) 10 — в работах [23] и [4]. Первые несколько корней x_k , экстремумом x_k^* и $F(x_k^*)$ указаны в табл. 6.4.

k	x _k	. x [*] _k	$F(x_k^*)$
1	0,000	1,260	$ \begin{vmatrix} -0,3730 \\ +0,3304 \\ -0,3237 \\ +0,3213 \\ -0,3202 \end{vmatrix} $
2	2,197	3,015	
3	3,832	4,636	
4	5,430	6,225	
5	7,016	7,805	

Таблица 6.4

КОРНИ И ЭКСТРЕМУМЫ ФУНКЦИИ F(x)

При больших x функция F(x) совпадает с косинусоидой. При этом корни ее $x_k = (k+1/2) (\pi/2)$, экстремумы $x_k^* = k\pi/2 (k - \mu e$ лое число), а $F(x_k^*) = 1/\pi$.

В основе формул обращения (6.37)—(6.39) лежит выражение (6.33) для монодисперсной индикатрисы. Из формул главы 4



Рис. 6.7. График функции F(x).

видно, что оно годится лишь при больших фазовых сдвигах $\delta = 2\rho |m-1| \gg 1$. Для капель воды в воздухе оно означает, что $\rho > 20$. Однако для «мягких» биологических частиц граница по ρ для (6.33) перемещается к 130 (m = 1,05) или даже к 330 (m = 1,02). Напомним, однако, что в главе 4 было показано, что для больших прозрачных шаров можно сильно расширить область применимости формулы (6.33), если ввести в нее поправочный множитель $P(\rho, m)$. При учете $P(\rho, m)$ вместо формулы (6.33) надо писать

$$I(\gamma) = P(\rho, m) I_0 a^2 J_2^1(\rho, \gamma) / \gamma^2.$$
 (6.42)

230

Существенно, что множитель $P(\rho, m)$ не зависит от угла γ . Это означает, что в новую формулу для $f(\rho)$ должен быть прямо введен множитель $P^{-1}(\rho, m)$. Таким образом, она теперь имеет вид

$$f(\rho) = -\frac{1}{P(\rho, m)} \frac{4\pi^2}{a^2\lambda} \int_{0}^{\infty} F(\rho, \gamma) \frac{d}{d\gamma} [\sigma(\gamma) \gamma^3] d\gamma. \quad (6.43)$$

Поправочный множитель к формулам (6.33) и (6.40) появился впервые в работах [119] и [13]. Он улучшает результаты для любых частиц, но в особенности необходим учет его для «мягких» биологических частиц морской взвеси. Вообще говоря, как мы уже отмечали в главе 4, формула (6.42) «хуже» дифракционной формулы (6.33) в том отношении, что ее использование требует знания показателя преломления частиц *m*. Однако неучет поправочного множителя, как показывают расчеты в работе [11], может приводить к двух-, трехкратным ошибкам в восстанавливаемых спектрах.

6.4.2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ. СУЩЕСТВЕННАЯ ОБЛАСТЬ УГЛОВ

Для реализации процедуры определения f(p), указанной формулами (6.37) и (6.43), нужно измерить I(у) в области малых у. Чтобы избавиться от яркого прямого пучка, который мешает подойти к малым углам рассеяния у, в работах [95, 99, 100] было предложено производить измерения в фокальной плоскости приемной линзы, за пределами фокального пятна, в котором собран прямой пучок (рис. 6.8). При этом, как показано в работах [99, 100], в пределах параксиальной оптики перемещение частиц вдоль и поперек пучка не меняет распределения интенсивности в фокальной плоскости приемной линзы. Свет, рассеянный под данным углом у, приходит в фокальную плоскость на заданное расстояние от центра. Регистрация I(у) производилась либо на фотопленку с последующим фотометрированием, либо фотоумножителем. Последний перемещается в фокальной плоскости по радиусу от центра к периферии [23]. Размеры фокального пятна в измерениях [100] соответствовали у_{min} ≈ 10'. Измерения I(у) производились для углов у>уmin и захватывали область до у≈5... 6°. Освещенность в фокальной плоскости убывала очень быстро, примерно на порядок на каждый градус угла у. При столь больших перепадах (на 5-6 порядков) для измерений в области малых у целесообразно использовать нейтральные ослабители или выравнивать измеряемый сигнал при разных у, увеличивая диаметр приемного отверстия приемника с возрастанием у.

Рассеяние света в линзах и вообще в оптически пустом приборе создает нулевой фон $I_{\phi}(\gamma)$. При обработке этот фон должен вычитаться — в формулу (6.39) вместо $I_{\text{H3M}}(\gamma)$ надо подставлять $I(\gamma) = I_{\text{H3M}}(\gamma) - I_{\phi}(\gamma)$ (рис. 6.9).

Среди трудностей на пути реализации метода малых углов в первую очередь надо отметить невозможность полного получения в эксперименте той информации, которая формально нужна для обращения. Так, из формулы (6.40) видно, что теоретически для расчета $f(\rho)$ мы должны иметь индикатрису $I(\gamma)$ для всех γ , от 0 до ∞ . В действительности углы рассеяния γ , для которых возможны измерения индикатрисы рассеяния, ограничены как снизу — некоторым γ_{min} , так и сверху — γ_{max} . Это главная проблема всех точных методов обращения — влияние неполноты информации, которая реально может быть получена в опыте, на точность обращения. Границы существенной области углов рассеяния γ .



Рис. 6.8. Схема, поясняющая идею измерения рассеяния под малыми углами.

Рис. 6.9. Распределение интенсивности в фокальной плоскости приемной линзы.

а — пустой прибор (нулевой фон); б — система с широким распределением; в — система с узким распределением. Слева — негативная фотопленка; справа распределение I(у).



в которых необходимо измерить $I(\gamma)$, чтобы восстановить $f(\rho)$ с заданной точностью, естественно, зависят от искомого спектра частиц. Для систем с гамма-распределением они изучались в раоценки утах. боте [107]. Была выведена общая формула для В частности, там показано, что для всех гамма-систем с $\mu = 2...8$ при модальном радиусе 5 мкм у_{тах} ≤ 6°. Было также изучено влияние на восстановление ограничения как сверху — углом уmax, так и снизу — углом уmin. Физическая природа ограничений снизу и сверху совершенно различна. Ограничение снизу (уmin) связано с конечным размером фокального пятна, в который удается собрать пучок света, - невозможно измерять индикатрису при прямой у < утіп. Обычно значение утіп лежит вблизи 10'. Что касается ограничения сверху (уmax), то оно связано с рядом обстоятельств.

Во-первых, значение этого угла должно быть таково, чтобы оптическая информация, содержащаяся в диапазоне от 0° до у_{тах}, была достаточной для восстановления спектра размеров, а во-вторых, важно, чтобы замена точной индикатрисы приближенной не сказывалась значительно на получаемых результатах. Мы уже отмечали в главе 4 диапазон углов, в котором справедлива формула (6.33). Заметное возрастание ошибок начинается при приближении к первому нулю функции $J_1(z)$, который соответствует значению $z = \rho \gamma = 3,83$. При меньших значениях z ошибки формулы (6.33) невелики. Ограничение, налагаемое на значение произведения $\rho \gamma$, приводит к тому, что с увеличением размера частиц сужается диапазон углов, в котором справедлива формула (6.33). Кроме того, необходимо учесть, что с ростом γ интенсивность рассеяния быстро убывает и при некотором γ_{max} (обычно не превосходящем 6°) становится сравнимой с шумами приемника, так что дальнейшее определение $I(\gamma)$ оказывается невозможным. Поэтому даже в случае идеально точных измерений входной информации пределы ее измерения всегда ограничены.

Для вычислительных экспериментов в работе [103] было выбрано гамма-распределение с $\mu = 2$. Восстановление распределения $f(\rho)$ было сделано для девяти случаев, указанных в табл. 6.5.

№ п/п	^v min	γ _{max}	3¥∎n/n	^y min	γ _{max}
1 2 3 4	0 0,004 0,006 0,008	0,101 0,101 0,101 0,101	5 6 7 8 9	0,0002 0,0002 0,0002 0,0002 0,0002	0,101 0,0802 0,0702 0,0602 0,0502

Таблица 6.5

ГРАНИЦЫ ИНДИКАТРИС, ПРИНЯТЫЕ В ЧИСЛЕННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ

В работе [103] функция $\varphi(\gamma)$ в диапазоне (γ_{min} , γ_{max}) (см. табл. 6.5; γ — в радианах) вычислялась по точным формулам. Таким образом, устранялись ошибки, связанные с численным дифференцированием в формуле (6.39) и с ограниченнем пределов интегрирования ρ_{min} и ρ_{max} в уравнении (6.34).

Результаты расчетов приведены на рис. 6.10 и 6.11. Рассмотрим вначале роль γ_{max} (рис. 6.10). Обрыв со стороны больших углов приводит к тому, что все кривые f(p) при $\rho \rightarrow 0$ уходят в бесконечность. Практически это обстоятельство, однако, не вызывает затруднений в восстановлении спектра, если четко определяется максимум $f(\rho)$. Надо отбросить все значения, где кривая перестает убывать, точнее от точки перегиба, и экстраполировать кривую к нулю. Если, однако, γ_{max} выбрано недостаточно большим, так что максимум $f(\rho)$ не определяется, то соответственно невозможно определить и левую часть кривой $f(\rho)$. Это означает, что экспериментальная информация недостаточна — измерения оборваны слишком рано. Подчеркнем, что ниспадающая ветвь кривой во всех рассмотренных примерах восстанавливается правильно.

Рассмотрим влияние уmin (рис. 6.11). Левая часть кривых здесь заметно деформирована. Если не учитывать вклад диапазона 0,101 — ∞ , то при малых ρ кривая $f(\rho)$ идет вниз и пересекает ось ρ . С ростом γ_{\min} вся кривая $f(\rho)$ опускается, так что и правая часть кривой оказывается неточной. Заметим, что даже в самом худшем из случаев, указанных в табл. 6.6, само модальное значе-





Цифры у кривых соответствуют номерам в табл. 6.5.

ние ρ_m восстанавливается верно. Ограничения со стороны малых углов практически можно устранить, если воспользоваться асимптотической оценкой функции $\varphi(\gamma)$ при $\gamma \ll 1$. Функция $I(\gamma)$ при $\gamma = 0$ имеет максимум. Следовательно, ее ряд Маклорена при малых γ имеет вид

$$\overline{I}(\gamma) = \overline{I}(0) + c\gamma^2 + \dots \qquad (6.44)$$

234

Подставляя в формулу (6.39), найдем $\varphi(\gamma) = \alpha \gamma^2 + \beta \gamma^4 + \ldots; \quad \alpha = \frac{37}{I_0} \pi \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^3; \quad \beta = \frac{5c}{I_0} \pi \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^3.$ (6.45)

Из соотношений (6.45) следует, что при $\gamma \rightarrow 0$ можно экстраполировать оптическую информацию по формуле $\varphi(\gamma) = \alpha \gamma^2$. Это позволяет избежать искажений, связанных с ограничениями со стороны малых углов. Ограничение со стороны больших углов, как было отмечено выше, несущественно в случае, если удается определить максимум функции $f(\rho)$. Таким образом, необходимо подчеркнуть, что если измерениями охвачен некоторый основной интервал углов (γ_{min} , γ_{max}), то можно уверенно восстановить спектр. В работе [103], например, этот основной интервал углов будет (0,004—0,1). При этом ошибки в $f(\rho)$ на интервале 0,4 $\rho_m < \rho < < 5\rho_m$ не превосходят 5%. Разумеется, основной интервал углов зависит от тех требований, которые мы предъявляем к допустимой ошибке в кривой $f(\rho)$ на заданном интервале ρ .

При обращении морских индикатрис метод малых углов используется для восстановления крупнокапельной части морской взвеси (см. раздел. 6.7). При этом в силу соотношения (6.45) принимается $\gamma_{min} = 0$. Что касается выбора γ_{max} , то, поскольку вид восстанавливаемого спектра заранее неизвестен, при его выборе надо руководствоваться какой-либо информацией, основанной на самих оптических данных. Многочисленные расчеты по обращению модельных индикатрис рассеяния методом малых углов, выполненные в работе [11] на материале таблиц [123], показали, что в качестве такой оптической информации может быть использована вытянутость измеренных индикатрис в области малых углов рассеяния. Характеризовать эту вытянутость можно отношением $\sigma(0,5^{\circ})/\sigma(2^{\circ})$. Значения оптимального угла γ_{max} в зависимости от этого отношения приведены в табл. 6.6.

Таблица 6.6

ЗНАЧЕНИЯ У_{тах} ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ ИНДИКАТРИС (в минутах)

σ(0,5°)/σ(2°)	<3,6	3,6-4,8	4,8—6,8	6,8—10,8	> 10,8
Y _{max}	100	90	80	70	60

Из таблицы видно, что даже для наименее вытянутых морских индикатрис оптимальное значение угла утах не выходит за 2°.

6.4.3. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ТЕКУЩИХ И ИНТЕГРАЛЬНЫХ ЗНАЧЕНИИ ИНДИКАТРИСЫ РАССЕЯНИЯ. ТОЧНОСТЬ МЕТОДА

При определении ошибок, вызванных ограниченным интервалом измерения $I(\gamma)$, мы не учитывали дополнительных ошибок, связанных с математической обработкой оптической информации. В действительности алгоритм, указанный в формулах (6.37)—(6.39), имеет недостаток: необходимо дифференцировать эксперименталь-

ную функцию. Это усложняет обработку и иногда приводит к заведомо неверным результатам: плотность вероятности оказывается отрицательной, полная вероятность превышает единицу и др. Устранение случайных ошибок измерений, фильтрация и последующее сглаживание сигнала обеспечивают в некоторых случаях удовлетворительную точность, так что вычисляемый спектр практически совпадает с истинным. Однако иногда этого недостаточно. Хотя последующее интегрирование [в формуле (6.37)] улучшает дело, желательно избавиться от дифференцирования. С этой целью в работе [104] для расчета спектра частиц было предложено использовать текущие и интегральные значения индикатрисы рассеяния.

Обозначим:

$$T(\gamma) = \theta(\gamma) - \theta(\infty); \quad \theta(\gamma) = \gamma^{3}\overline{I}(\gamma)/I_{0}; \quad S(\gamma) = \int_{0}^{\gamma} T(\tau) d\tau. \quad (6.46)$$

Через функции $T(\gamma)$ и $S(\gamma)$ кривая распределения $f(\rho)$ определяется формулами

$$f(\rho) = -\frac{c}{\rho} \int_{0}^{\infty} h_{T}(\rho, \gamma) T(\gamma) d\gamma;$$

$$f(\mathbf{p}) = -c\int_{0}^{\infty} h_{S}(\mathbf{p}, \mathbf{\gamma}) S(\mathbf{\gamma}) d\mathbf{\gamma}.$$

Здесь $c = (2\pi/\lambda)^3$, а ядра $h_T(x)$ и $h_S(x)$ равны $h_T(x) = -2\pi Y_1(x) [2xJ_0(x) - J_1(x)] - 4;$

(6.48)

(6.47)

$$h_{\mathcal{S}}(x) = 4\pi \left\{ (1/x - x) J_{1}(x) Y_{1}(x) + J_{0}(x) [Y_{0}(x) x - Y_{1}(x)] \right\} - 4/x.$$

Добавим, что, как показано в работе [104], асимптотическое значение $\theta(\infty)$ имеет простой смысл

$$\theta(\infty) = \lambda N \bar{a} / (2\pi^2) . \qquad (6.49)$$

Таким образом, по значению $\theta(\infty)$ мы сразу находим средний размер частиц искомого распределения. Функции $h_T(x)$ и $h_S(x)$ имеют следующие асимптотические выражения:

$$h_T(x) = \begin{cases} 2, & x \ll 1, \\ 4\sin(2x), & x \gg 1; \end{cases}$$

$$h_S(x) = \begin{cases} 0, & x \ll 1, \\ -8\cos(2x), & x \gg 1. \end{cases}$$
(6.50)

236

Графики и таблицы этих функций приведены в работе [106]. При использовании текущих или интегральных значений индикатрис рассеяния удобно иметь наборы решений прямой задачи для этих оптических характеристик для стандартных типов распределений. Для гамма-распределений и обобщенных гамма-распределений это приводит к необходимости изучить некоторый класс специальных функций. Эти функции изучены в работе [106], где указаны формулы, выражающие их через эллиптические интегралы первого K(x) и второго E(x) рода, приведены подробные их таблицы, асимптотические выражения при малых и больших углах рассеяния γ и др. Необходимо добавить, что использование формул (6.47), т. е. текущих и интегральных значений индикатрисы, дает хорошие результаты только для достаточно широких распределений. Это совпадает с условием, которое было сделано в работе [104] при выводе этих формул:

$$\Delta \rho \gg \pi/(2\beta_m). \tag{6.51}$$

Здесь Δρ — ширина искомого распределения; β_m — наибольший угол рассеяния (в радианах), используемый в методе малых углов.

Если условие (6.51) не выполняется, формулы (6.46) дают меньшую точность, чем формулы (6.37), (6.38). Численное исследование двух вариантов метода: с дифференцированием и по текущим значениям индикатрис, было проведено в работе [109]. Для этого был выбран модельный спектр размеров, близкий к тому, что встречается в морской взвеси. Для него решали прямую задачу, а затем полученная малоугольная индикатриса обращалась по двум методикам. Сравнение показало, что с модельным лучше совпадает спектр, полученный по методике с дифференцированием. Поэтому в работе [109] предпочтение было отдано именно этой методике.

Важный вопрос — это точность метода малых углов. Этот вопрос исследовался как экспериментально — путем сопоставления с известным стандартом, так и с помощью вычислительных экспериментов [96]. Экспериментальная проверка показала, что метод дает хорошую точность. В работе [96] сравниваются первые три момента распределения как для моделей, так и для естественных взвесей. Метод восстанавливает их с ошибкой, не превосходящей 10 %.

Остановимся на точности метода малых углов при восстановлении морской взвеси. Этот вопрос исследовался в работе [11]. С помощью таблиц [123] там была проделана серия математических экспериментов. Оказалось, что при использовании формулы (6.43) с оптимальным углом γ_{max} , выбранным по табл. 6.6, результат восстановления хорошо соответствует исходному спектру. Точность восстановления зависит от вида исходного спектра. Для степенного распределения при $\nu = 3$, $\rho_{min} = 20$, $\rho_{max} = 200$ восстановленный спектр соответствует исходному с точностью 25%

237

в области ρ от 20 до 130; для нормального распределения хорошо восстанавливается крупночастичная область спектра (для $\tilde{\rho} = 48$, $\rho_{\sigma} = 24$ точность восстановления 20 % соответствует области ρ от 50 до 120).

Ряд авторов в настоящее время склонны считать, что распределение по размерам крупных частиц морской взвеси также во многих случаях близко к степенному с v ≤ 4. Проведенные в работе [11] расчеты позволяют заключить, что для таких распределений ошибка восстановления не превышает 25 % для области значений ρ от 20 до 120. Для λ₀ = 0,546 мкм (в воздухе) эта область соответствует значениям r от 1,3 до 7,8 мкм, т. е. почти полностью охватывает диапазон размеров крупных частиц морской взвеси. В этих расчетах с модельными индикатрисами использовались точные значения. Кроме того, чтобы оценить влияние ошибок измерений на точность метода, были проведены расчеты по обращению индикатрис, искаженных случайной ошибкой 10 % (что соответствует реальной точности измерений). Результаты этих экспериментов показали, что получаемые спектры лишь на 10-15 % отличаются от восстановленных по точным индикатрисам.

Сделаем в заключение несколько замечаний, относящихся к разработке метода малых углов. Формулу обращения (6.37) мы получили в 1949 г., используя общее соотношение, указанное Е. Титчмаршем [82, с. 282]*. В том же году с И. З. Гордоном мы провели в Главной геофизической обсерватории (ГГО) измерения спектра частиц водного тумана параллельно микрофотографически и методом малых углов. Метод малых углов был изложен в нашем докладе на Отчетной сессии ГГО 19 января 1955 г. и на 5-й Всесоюзной облачной конференции 6 февраля 1956 г. Краткое упоминание о нем — в работе [90, с. 274], подробное — в работах [94, с. 5, 153] и [95, с. 20, 21].

Близкая методика, основанная на обращении потока $\Phi(\gamma)$, рассеянного вперед в конусе с углом раскрытия γ [см. формулу (4.74)], развита в работе американских авторов [139]. Авторы работы [139] указывают, что исходное выражение для потока $\Phi(\gamma)$ было получено в работе [145]. Эта формула, однако, ранее была указана в книге [90, с. 149], М. Керкер в монографии [154, с. 395] отмечает, что оба варианта метода малых углов практически эквивалентны и были развиты независимо.

Замечательная особенность метода малых углов состоит в том, что при его использовании по схеме (6.37) не надо знать показатель преломления вещества частиц. Поэтому он получил множество применений в разных задачах техники. Им посвящена специальная книга [4].

^{*} Перевод его книги тогда только что вышел. Формула в работе [82] содержит описку — она отмечена в работе [94].

6.5. МЕТОД СПЕКТРАЛЬНОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ И МЕТОД ПОЛНОЙ ИНДИКАТРИСЫ

6.5.1. МЕТОД СПЕКТРАЛЬНОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ

В этом методе для поперечника рассеяния K используется формула ван де Хюлста (4.85). Если обозначить через a_0 некоторый линейный масштаб, то, вводя безразмерные радиус частиц $r = a/a_0$, волновое число $v = v^*a$, спектральную прозрачность полидисперсной системы $g(v\beta) = g^*(v^*)a_0$, $\beta = 2\pi(m-1)$ и функцию распределения $f(r) = f^*(a)a_0^4$ (размерные величины отмечены звездочкой), получим следующее исходное интегральное уравнение метода спектральной прозрачности:

$$g(\nu\beta) = \pi \int_{0}^{\infty} K(\beta\nu r) r^{2} f(r) dr. \qquad (6.52)$$

Уравнение (6.52) было сформулировано в работе [122]. Там же было выписано формальное решение задачи. В явном виде, удобном для применения, решение, однако, было найдено в работах [115]. Именно в этих работах построена практическая схема реализации метода. Простой способ построения решения (6.52) был позже предложен в работе [108]. Изложим его здесь. Введем обозначение

$$q(\nu\beta) = [g(\nu\beta) - g(\infty)]\nu\beta.$$
(6.53)

Из выражения (6.52) вытекает, что

$$g(\infty) = \lim_{\nu \to \infty} g(\nu\beta) = 2\pi \overline{r^2}.$$
 (6.54)

Подставляя формулу (6.53) в (6.52), найдем

$$g(x/2) = 2\pi \int_{0}^{\infty} p(xr) rf(r) dr, \quad x = 2\beta v.$$
 (6.55)

Ядро уравнения имеет вид

$$p(z) = (1 - \cos z)/z - \sin z.$$
 (6.56)

В работе [108] показано, что уравнение (6.55) имеет решение

$$f(r) = \frac{1}{\pi^2 r} \int_0^\infty p(rx) q(x/2) dx.$$
 (6.57)

Для расчета f(r) по формуле (6.57) нужно измерить спектральную прозрачность $g(v\beta)$. Для полидисперсных систем с не очень узкими распределениями кривая $g(v\beta) = g(x/2)$ имеет один максимум. Для уверенного обращения необходимо получить ее ход

в области максимума и за ним. Обозначим длину этой области через (τ_{min} , τ_{max})— это основной спектральный интервал. Будем считать, что в этой области мы получили *m* точек для функции $g(x_i/2)$ (j = 1, 2, 3, ..., m). За областью τ_{max} мы представим функцию

$$g(x/2) = C_0 + C_2/x^2, \quad x \ge \tau.$$
 (6.58)

Минимум экспериментальных данных определяется возможностью уверенно определить «хвост» — постоянные C_0 и C_2 .

По методу спектральной прозрачности было проведено множество расчетов с гамма- и степенными распределениями, которые позволили сформулировать минимальные требования к экспериментальным данным [115, 117]. Пример обращения приведен



Рис. 6.12. Численный эксперимент по методу спектральной прозрачности для распределения Юнге; $a_1 = -0.1$ мкм; $a_2 = 7.5$ мкм.

 $a - кривая g(x); 6 - кривая <math>r^{I}(r);$ 1 - исходная; 2 - восстановленная по 80 точкам при использовании формулы прямоугольников. По формуле Филона та жеточность достигается при использовании всего 5-6 точек.

на рис. 6.12. Расчеты показали, что распределение частиц хорошо восстанавливается, если охвачен достаточный спектральный интервал. Требования к точности измерения прозрачности g(v) и к числу точек *m* на основном интервале оказались умеренными (точность $g \approx 5$ %, $m \approx 10$).

В первоначальном варианте метод спектральной прозрачности не учитывал изменчивость $m(\lambda)$. Это обстоятельство противоречило тому, что по сути метода измерения $g(\nu\beta)$ должны проводиться в широком спектральном интервале. В работе [72] развита схема обращения, свободная от этого недостатка. Другое важное усовершенствование метода связано с использованием специальной квадратурной формулы — формулы Филона, учитывающей осцилляционный характер подынтегральной функции [при вычислении интеграла (6.57) по основному спектральному промежутку]. Экспериментальная проверка метода на калиброванных моделях показала, что он дает хорошие результаты.

Основное препятствие использования метода спектральной прозрачности в задачах оптики океана состоит в том, что в океане данные о $g(\nu\beta)$ можно получить только в сравнительно узком

спектральном интервале, где прозрачна сама вода. С этой точки зрения важное значение имеет работа [117], в которой построена оптимальная схема аналитического продолжения данных измерений в коротковолновую область. Новая схема в явном виде учитывает аналитические свойства ядра уравнения и позволяет построить решение задачи при измерении на небольшом спектральном интервале. Оценки границ спектрального интервала зависят от искомой функции распределения. В работах [115] (для гамма-распределения с $\mu = 2$) было указано ($a_m -$ модальный радиус)

$$\lambda_{\min} = 2\pi (m-1) a_m; \quad \lambda_{\max} = 5\pi (m-1) a_m. \tag{6.59}$$

Для распределения Юнге имеем

$$\lambda_{\min} = 4 \, (m-1) \, a_{\min}; \quad \lambda_{\max} = 4 \, (m-1) \, a_{\max}. \tag{6.60}$$

Спектральный интервал для частиц морской взвеси по формуле (6.60) указан в табл. 6.7.

Таблица 6.7

СПЕКТРАЛЬНЫЙ ИНТЕРВАЛ ДЛЯ ЧАСТИЦ МОРСКОЙ ВЗВЕСИ.

	Размер, мкм			
Сорт взвеси	a _{min}	a _{max}	λ _{min}	λ _{max}
Мелкая,	0,1	12	0,06	0,6
m — 1,15	0,1		0,06	1,2
Крупная.	1	10	0,08	0,8
m = 1,02	2	15	0,16	1,2

Отметим, что для обоих сортов взвеси диапазон, в котором надо измерять спектральную прозрачность, практически одинаков — от далекого ультрафиолета до близкого ИК. Метод прозрачности экспериментально проверялся на плоских и объемных моделях. Точность восстановления оказалась хорошей. Из-за необходимости измерять прозрачность в далеком УФ метод прозрачности пока не нашел применения для изучения морской взвеси. Тем не менее мы кратко изложили его здесь, так как он может быть использован для оперативного измерения отдельных фракций взвеси в диапазоне радиусов 0,2—1 мкм. При использовании кварцевых кювет это можно сделать с помощью стандартной аппаратуры.

6.5.2. МЕТОД ПОЛНОЙ ИНДИКАТРИСЫ

Для полидисперсной системы мягких частиц имеем

$$\overline{I}(\gamma) = \int_{0}^{\infty} I(\gamma, a) f(a) da, \qquad (6.61)$$

где *I* (γ, *a*) — монодисперсная индикатриса [см. (4.79) — (4.81)]. 16 ³аказ № 244 241 Введем обозначения (см. [96, 116])

 $r = a/a_0, \quad b = \sin(\gamma/2), \quad x/2 = 2\rho_0 b, \quad m(r) = r^2 f(r);$ (6.62)

$$\psi(\gamma) = 2\pi^2 \alpha^2 \left(1 + \cos^2 \gamma\right) / (1 - \cos \gamma)^2, \ \overline{I}(\gamma) = I_0 \psi(\gamma) \left(1/a_0\right) g(x/2); \ (6.63)$$

$$g(x/2) = \int_{0}^{\infty} K_{1}(rx/2) m(r) dr, \quad K_{1}(q) = \left(\frac{\sin q - q \cos q}{q}\right)^{2}. \quad (6.64)$$

Графики функций $K_1(q)$ и g(x) в соотношении (6.64) приведены на рис. 6.13. Из (6.64) видно, что m(r) удовлетворяет уравнению типа (6.5). Это уравнение может быть точно обращено. Это обращение было найдено в работе [116]. Как и в методе спектральной прозрачности, можно показать (см. [105]), что

$$m(r) = \int_{0}^{\infty} \hbar(rx) p(x/2) dx, \qquad (6.65)$$



Рис. 6.13. Функции g(x/2)для монодисперсной системы [здесь $g(x/2) = -K_1(q)$] (а) и для полидисперсной системы (б).

где

$$p(x/2) = g(x/2) - g(\infty);$$
 (6.66)

$$h(z) = \frac{16}{\pi} \left[\left(\frac{2}{z^2} - 1 \right) \left(\frac{\sin z}{z} - \cos z \right) - \frac{3}{4} \cos z \right]. \quad (6.67)$$

Свойства функции h(z) и ее таблица указаны в работе [105]. Как и в подразделе 6.5.1, будем считать, что функция g(x/2)(экспериментальная индикатриса) задана в *n* точках (для *n* углов рассеяния γ_i)

$$x_i = 4\rho_0 b_i; \quad b_i = \sin(\gamma_i/2)$$
 (6.68)

и что за пределами интервала $(0, x_n)$ она может быть представлена двучленом вида

$$g(x/2) = C + D/x^2, \quad x > x_n.$$
 (6.69)

Многочисленные расчеты, проделанные по формуле (6.65) для различных распределений, приводят к результатам, аналогичным тем, что были получены в методе спектральной прозрачности. Если охвачен достаточный диапазон по x^* , т. е. по углу рассеяния γ , то

^{*} Нужно, чтобы x_n было раза в 2 больше, чем то значение x, где лежит максимум функции g(x/2).

обращение хорошо восстанавливает спектр частиц. При этом достаточно взять *n* примерно равным 10 и обеспечить точность фотометрирования около 5%. Как и в методе спектральной прозрачности, существенный диапазон углов, в котором должны быть получены опытные данные о функции $g(x_i/2)$, чтобы обращение было успешным, зависит от моды распределения. В табл. 6.8 приведены данные для распределений с разными модами a_m (при измерениях с $\lambda = 0.55$ мкм). Здесь, однако, встречается одна любопытная деталь. Угол рассеяния уmax не может быть больше 180°. Отсюда следует, что существует некоторое наименьшее а_m, для которого обращение еще возможно. Для $\lambda = 0.55$ мкм это предельное $a_m = 0,175$ мкм. Значит, у распределений с меньшими частицами индикатрисы столь близки к релеевским, что определить по форме индикатрисы состав дисперсной системы оказывается невозможно. Если мы хотим измерять меньшие частицы, мы должны укорачивать длину волны λ (предельное $a_m \sim \lambda$). Из табл. 6.8 видно также, что по мере увеличения частиц информация о спектре стягивается в область малых углов рассеяния. Для крупных частиц она лежит в области совсем малых углов. Мы приходим, таким образом, к методу малых углов, который эффективен как раз для больших частиц. Метод полной индикатрисы более подробно изложен в работах [96, 116].

Таблица	6.8
---------	-----

ИНТЕРВАЛ УГЛОВ, НЕОБХОДИМЫЙ			
Д.	ля восстанов.	ТЕНИЯ СПЕКТ	РОВ ЧАСТИЦ
для	РАСПРЕДЕЛЕНИ	ий с различі	ными модами

а _т ыкы	Ŷ _{min}	γ _{max}
0,2	30	130
1,0	6	20
5,0	1	5

Обращаясь к исследованию морской взвеси, заметим, что в разделе 6.7 мы покажем, что для углов рассеяния $\gamma > 30^{\circ}$ индикатриса морской взвеси может быть описана с помощью рассеяния на «мягкой» частице. Это означает, что, используя эту часть индикатрисы, можно восстановить спектр мелкой терригенной взвеси по формулам (6.65). Это утверждение хорошо совпадает с данными, указанными в табл. 6.8.

Добавим, что если мы будем для измерения индикатрисы использовать более короткие λ , например $\lambda = 0,3$ мкм, то предельное $a_m = 0,1$ мкм и граница применимости метода сдвинется в 0,55/0,30 = 1,8 раза в сторону более мелких частиц. Тем не менее, поскольку сильное уменьшение λ затруднительно, возможно, что самую мелкую часть морской взвеси надо считать релеевской, как это сделано в разделе 6.7, а метод полной индикатрисы использовать взамен подбора для определения состава мелкой взвеси.

243

В главе 5 мы показали, что в приближении оптически «мягких» частиц можно рассчитать рассеяние света системой частиц произвольной формы. Для подобных частиц метод полной индикатрисы, очевидно, позволяет решить и обратную задачу. Приведем здесь это решение, следуя работе [59].

Индикатриса рассеяния объема V, содержащего частицы произвольных форм, определяется формулами (5.25) и (5.26). Произведем в них замену переменных: $x = b_1 - b_2$, $y = b_2$. Введем обозначение

$$K_{\mathbf{q}_{\bullet}}(x, y) = \overline{B(\mathbf{q}, x+y)B(\mathbf{q}, y)}. \tag{6.70}$$

Пусть

$$Q_{\mathbf{q}_{o}}(x) = \int_{-\infty}^{\infty} K_{\mathbf{q}_{o}}(x, y) \, dy; \qquad (6.71)$$

$$\widetilde{Q}_{q_0}(q) = \int_{-\infty}^{\infty} Q_{q_0}(x) e^{-iqx} dx.$$

• Тогда

$$I(\mathbf{q}) = I_0 \alpha^2 k^4 [(1 + \cos^2 \gamma)/2] \widetilde{Q}_{\mathbf{q}_0}(q).$$
 (6.72)

Выражение (6.72) имеет смысл при

$$-2k \leqslant q \leqslant 2k. \tag{6.73}$$

Формула (6.72) позволяет поставить обратную задачу — по измеренным значениям индикатрис рассеяния света объемом V оценить величину $Q_{a}(q)$ и через нее по формулам (6.71) $Q_{a}(x)$, которая характеризует распределение частиц произвольной формы по площадям поперечных сечений. Поскольку в условиях эксперимента диапазон используемых значений λ ограничен, имеется, вообще говоря, бесконечное множество $Q_{q_a}(x)$, удовлетворяющих (6.71). Таким образом, обратная задача, заключающаяся в оценке Q_{ga}(x) по индикатрисе рассеяния, имеет множество решений. Однако при увеличении размеров частиц распределение Q_a (x) становится «шире» и относительная доля $Q_{q_0}(q)$, лежащая вне интервала (6.73), уменьшается, и в пределе получается единственное решение (6.71) и (6.72) относительно Q_{а.}(x). Практически для достаточно больших частиц, остающихся в области применимости приближения Релея-Ганса, при условии применения процедур регуляризации решений, можно с достаточной для практики точностью получить единственное решение для Q_a(x). Известно, что для хаотически ориентированной системы частиц пределы применимости приближения Релея-Ганса по сравнению с одной части-

244

цей расширяются. Как показано в работе [11], с достаточной для практических задач точностью для системы этот предел определяется условием $2ka(m-1) \leq 1$, где a—характерный размер частиц. Для хаотически ориентированных частиц (при отсутствии преимущественной ориентации) значения $Q_{q_0}(x)$ и I(q) зависят лишь от угла рассеяния γ и при постоянном γ не зависят от направления падающего излучения. При увеличении степени преимущественной ориентации диапазон изменения $Q_{q_0}(x)|_{\gamma=\text{const}}$ увеличивается. Этот факт можно использовать для оценки степени преимущественной ориентации несферических частиц исследуемого объема V. Для очень малых частиц задача определения $Q_{q_0}(x)$ по индикатрисе имеет множество решений, что объясняется тем, что релеевское рассеяние не зависит от формы частиц.

Из вышеизложенного легко определить, когда можно использовать модель эквивалентных сфер, и найти плотность распределения f(a) по радиусам a сферических частиц, которые имеют ту же индикатрису рассеяния, что и наша система несферических частиц. Для этого приравняем формулу (6.72) к значению индикатрисы рассеяния для сферических частиц и из этого условия найдем f(a). Это уравнение совпадает с уравнением для определения f(a) в методе полной индикатрисы. Там дано аналитическое решение этого уравнения, которое при достаточно «больших» частицах в приближении Релея—Ганса имеет единственное решение. Для малых частиц обращение невозможно.

Из сказанного следует, что при хаотической ориентации частиц [когда $\tilde{Q}_{q_0}(q)$ зависит лишь от значения q и не зависит от направления] получается единственное решение (6.72) относительно f(a). В случае, если имеется какая-то преимущественная ориентация f(a), удовлетворяющая (6.72), будет изменяться при изменении геометрии эксперимента (с изменением направления падающего света относительно V) в соответствии с зависимостью $\tilde{Q}_{q_0}(q)$ от направления q_0 .

6.6. ЧИСЛЕННЫЕ МЕТОДЫ ОБРАЩЕНИЯ

6.6.1. РЕГУЛЯРИЗАЦИЯ В АНСАМБЛЕ ГЛАДКИХ ФУНКЦИЙ

Ситуации, рассмотренные выше, когда уравнение (6.5) удается «обернуть» в общем виде, реализуются не всегда. Для произвольных сфер ядро s(x, a) задается таблично. Для несферических частиц оно определяется из решения соответствующей дифракционной задачи или экспериментально. При этом оно также получается в виде матрицы $s(x_i, a_i)$ и мы вынуждены вместо интегрального уравнения (6.5) перейти к системе линейных уравнений. Решение подобных систем производится численно, используя различные методы регуляризации [83]. Физический смысл регуляризирующих операторов обычно сводится к стабилизации, сглаживанию решения путем наложения дополнительных требований на норму производной функции f(a). Интуитивно предполагается, что если получаются функции f(a) с быстрыми и, как правило, нерегулярными осцилляциями, то это результат некорректности задачи и такие решения должны быть отброшены. Методам регуляризации посвящена большая литература (см. библиографию в работе [83]), опубликован даже специальный справочник программ для ЭВМ. Мы не имеем возможности рассматривать здесь все аспекты этой большой проблемы.

Остановимся только на тех работах, которые непосредственно связаны с оптикой океана. Здесь успешно использовался метод статистической регуляризации (ссылки см. в [83]). Суть его заключается в том, что априорная информация об искомой функции вносится путем задания некоторого распределения вероятностей. При этом решение задачи также получается в виде набора функций с разной вероятностью, а за ответ принимается вычисленное для этого распределения математическое ожидание. В зависимости от того, какая априорная информация используется, разработано несколько вариантов метода статистической регуляризации: решение в ансамбле, заданном конечной выборкой или корреляционной матрицей, или в ансамбле гладких функций и т. п. В первом варианте предполагается, что решение принадлежит к статистическому ансамблю функций, определенному, например, корреляционной матрицей, математическим ожиданием и другими статистическими характеристиками ансамбля. При этом, разумеется, надо быть уверенным в том, что используемая для регуляризации статистика является адекватной той, к которой принадлежит искомая функция на самом деле. Применение «чужой» статистики приводит к увеличению погрешности восстановления, при этом может сильно исказиться вид восстанавливаемого распределения. Оно будет стремиться соответствовать задаваемой статистике. Получение оригинальных распределений при таком подходе невозможно. Во втором варианте используется тот факт, что восстанавливаемая кривая распределения частиц по размерам является непрерывной функцией. Из непрерывности следует более или менее хорошая корреляция значений искомой функции при близких а, зависящая от ее гладкости. Регуляризатором является плотность вероятностей

$$P_{\alpha}(\mathbf{f}) = C(\alpha) \exp\left[-\alpha(\mathbf{f}, \Omega \mathbf{f})/2\right]. \tag{6.74}$$

(6.75)

Здесь **f** — *n*-мерный вектор, заданный компонентами f_i ; Ω — симметричная, неотрицательная матрица, которая вводится так, что квадратичная форма (**f**, Ω **f**) является нормой производной функции **f**, наиример, второго порядка. Таким образом, величина (**f**, Ω **f**) будет конечно-разностным приближением к интегралу

 $\int |d^2f(a)/da^2|^2 da.$

246

Параметр гладкости α , априори неизвестный, определяется на основании того, что между значениями f(a) с близкими a существует корреляция. Степень корреляции заранее неизвестна. Именно этот вариант метода — поиск решения в статистическом ансамбле гладких функций — использовался при обращении индикатрис рассеяния морской взвеси. Решение задачи представляется формулой

$$\overline{f} = \int f_{\alpha} P\left(\alpha \left| \overline{I} \right) d\alpha, \qquad (6.76)$$

где $P(\alpha|I)$ — апостериорная плотность вероятностей параметра α при известном результате измерений.

В работах [20, 97] интегрирование в формуле (6.76) не производилось, а просто считалось, что $f = f_{\alpha}$ для такого α , при котором $P(\alpha|I)$ имеет максимум. В этой процедуре параметр α опреде-



лялся по измеренной индикатрисе — искалось решение наиболее вероятной гладкости.

Была проведена серия математических экспериментов и оценено влияние на точность восстановления различных факторов, ограничивающих опытную информацию. При этом исходное интегральное уравнение (6.5) заменялось системой линейных уравнений

$$\overline{I}_{j} = \sum_{i=1}^{n} (I_{ji}f_{i} + \xi_{j}s_{j}), \quad j = 1, \ldots, m.$$
 (6.77)

Здесь f_i — значения функции распределения, заданной в *n* точках $(i = 1, ..., n); I_{ji}$ — матрица рассеяния (монодисперсная индикатриса); s_j^2 — дисперсия случайной ошибки индикатрисы; ξ_i — нормально распределенная случайная величина с математическим ожиданием 0 и дисперсией 1. Величины I_j , таким образом, имитируют результат эксперимента. Они использовались для восстановления f_i . Эксперименты проводились с распределениями, близкими к тем, которые встречаются в оптике океана, — степенными и гамма.

Остановимся кратко на некоторых результатах проведенных расчетов. Влияние случайных ошибок измерения видно из кривых на рис. 6.14. Во всех случаях восстановленная функция передает

исходную с точностью до ошибки восстановления, за исключением участка по р от 0,5 до 9, где она представляется точной прямой линией. Чтобы понять это, заметим, что для малых р элементы матрицы I (у, р) в диапазоне р от 0,5 до 6 при всех углах рассеяния относительно малы, а это означает, что информация о начальных точках функции f(ρ) невелика. Восстановление этой части кривой f(o) определяется дополнительной информацией в виде регуляризующего функционала $\Omega(f)$, представляющего норму второй производной $f(\rho)$. Отсутствие информации о начальных точках в функции I(у) приводит к тому, что в этих точках восстановленная функция определяется только процессом регуляризации, т. е. минимизацией функционала Ω(f). Этот функционал принимает минимальное (нулевое) значение для линейной функции f (о). Поэтому в области, где нет или очень мало информации, регуляризованное решение представляет линейную экстраполяцию из области, где информация есть. Для получения сведений о функции f(p) при малых ρ необходимо повысить точность I (γ).

Как видно из рис. 6.14, восстановленная кривая лучше соответствует истинной при ошибке 1 и 3 %, чем 10 %, хотя и в случае, изображенном на рисунке, функция $f(\rho)$ при малых ρ также будет линейной [при точности 1 % она лучше «корректируется» результатом «измерения» $I(\gamma)$, чем при точности 10 % — «коррекция» происходит при меньших ρ].

Грубо говоря, все это означает, что малые частицы «забиты» большими, они просто не видны за ними. С наименьшей ошибкой определяются частицы, которые вносят в рассеяние наибольший вклад. Во всех случаях, чтобы фракция проявилась, нужно, чтобы ее вклад был больше, чем ошибка измерения $I(\gamma)$. При ошибке в индикатрисе, равной 10%, восстанавливается лишь крупночастичная часть; детали распределения, имеющего «тонкую структуру», не проявляются. Теоретическая ошибка восстановления лежит в пределах от 30 до 12%.

При повышении точности измерения индикатрисы точность восстановления также повышается. Если I(у) известна с погрешностью 1 %, то можно определить мелкие частицы распределения, а также «тонкую структуру» с ошибкой 7 ± 2 % (крупночастичная часть распределений восстанавливается все же точнее). Естественно, что при увеличении числа точек измерения индикатрисы ошибка восстановления уменьшается. Она уменьшается, например, в 2 раза при увеличении числа точек от 6 до 20. Однако при дальнейшем возрастании числа точек (до 31) качество восстановления практически не улучшается. Восстановление зависит от формы функций распределения, т. е. от соотношения в рассеивающем объеме числа крупных и мелких частиц. При уменьшении числа крупных частиц и увеличении относительного вклада мелких частиц мелкочастичное крыло функции распределения восстанавливается точнее. При восстановлении степенных функций распределение получается несколько сглаженным по сравнению с истинным и близким к нему лишь в гладкой средней части.

Важное значение имеет исследование влияния ошибки в значении коэффициента преломления частиц *т* на точность восстановления. Обычно при обращении т известен лишь приблизительно. Чтобы определить, как влияет неточность в *m*, проводились расчеты, в которых прямая задача вычислялась для одного т, а для обращения использовались другие значения *т.* Влияние неточности в n и k различны. Большее влияние оказывает мнимая часть коэффициента преломления. Так, если мнимая часть мала́ (k \approx $\approx 6 \cdot 10^{-3} \dots 10^{-4}$ — прямая задача решалась с вещественным m), восстановление получалось удовлетворительно. Если она велика (~0,05 ... 0,1), восстановление приводит к функциям распределения, сильно отклоняющимся от истинной. Возникают осцилляции большой амплитуды и большие (до 300 %) ошибки восстановления. Изменение же *n* даже на $\delta n = 0,18$ приводит только к некоторому смещению максимума. Добавим, что полидисперсные индикатрисы с разными т систематически отличаются друг от друга. Эти отличия могут быть значительны (до 120 %), когда коэффициенты преломления заметно отличаются мнимой частью. Это и приводит к систематическим ошибкам при восстановлении. При этом нет смысла в повышении точности измерений: при неправильном выборе ядра ошибки восстановления не уменьшаются при уменьшении погрешности измерения индикатрисы.

Влияние значения *m* на восстановление позволяет поставить задачу об определении истинного значения *m* для частиц морской взвеси. Если проводить обращение последовательно с несколькими ядрами, то видно, что, когда коэффициент преломления близок к истинному, вид восстановленной функции резко отличается от того, который получается в противном случае. При использовании неверного *m* (причем здесь главное значение имеет опять-таки *k*) происходят сильное разбалтывание решения и резкое увеличение ошибки восстановления. При правильном выборе ядра происходят резкое уменьшение теоретической ошибки и «стабилизация» решения. По этим признакам может быть оценено значение коэффициента преломления частиц.

Метод статистической регуляризации может быть использован и в том случае, когда взвесь состоит из смеси частиц нескольких сортов [98]. Математически задача восстановления и разрешения компонент в многокомпонентной системе может быть поставлена так же, как и в однокомпонентной системе. Ее можно решать обычным способом, если в качестве искомого решения взять вектор, составленный из векторов R компонент распределения, а матрицу оператора \hat{K} составлять из элементов матриц операторов $\hat{K}^{(R)}$, соответствующих отдельным компонентам смеси. При этом порядок следования компонент несуществен. При использовании двухкомпонентного варианта метода значительно повышаются требования к точности определения индикатрис рассеяния. Ошибка восстановления в двухкомпонентном варианте оказывается примерно в 1,5— 2 раза больше, чем в однокомпонентном. Из двух компонент точнее восстанавливается та, которая имеет более информативное ядро (например, менее поглощающие частицы). Увеличение числа точек индикатрисы от 16 до 33 заметно улучшает восстановление менее информативной компоненты смеси.

При непосредственном обращении индикатрис морской взвеси были использованы данные измерений в 5 и 10-м рейсах НИС «Дмитрий Менделеев». Применялись однокомпонентный и двухкомпонентный варианты метода. Восстановление мелкой фракции проводилось с ядром, соответствующим коэффициенту преломления 1,15, а для крупной фракции использовалось ядро для m = 1,02 и m = 1,05. В расчетах были установлены оптимальные условия обращения: диапазоны углов и ядра уравнения, и выработана оптимальная методика восстановления. В ее основе лежат предположения: для определения состава мелкой взвеси используется диапазон углов 40-145°; показатель преломления считается равным 1,15; крупная фракция определяется по индикатрисе рассеяния в диапазоне углов 30'-35°; показатель преломления выбирался равным 1,02 и 1,05. Эти условия обращения являются оптимальными при использовании однокомпонентного варианта метода обращения. Теоретическая ошибка восстановления состава терригенной компоненты взвеси колеблется от 90 до 18 %, а ошибка восстановления биологической компоненты — от 100 до 11 %. С такой ошибкой определяются различные области функции распределения, если индикатриса рассеяния известна с погрешностью 10%.

Использовался также двухкомпонентный вариант метода, т. е. предполагалось, что имеется смесь частиц двух сортов (с показателями преломления 1,02 и 1,15), и для обращения использовалась полная индикатриса рассеяния (т. е. не делалось предположения о разделении частиц этих сортов по размерам и о разграничении зон их влияния в индикатрисе рассеяния). Однако в этом варианте метода решение оказывалось более гладким, а теоретическая ошибка метода становилась в 1,5-2 раза больше, чем в однокомпонентном варианте. По-видимому, точность измерения обращаемых индикатрис — 10 % — недостаточна для применения двухкомпонентного варианта. При более точном измерении I (у) применение двухкомпонентного варианта окажется более эффективным. Обращение реальных индикатрис позволило оценить в океане количество частиц мелкой, терригенной взвеси ($a \le 1,25$ мкм) от $1,2\cdot10^7$ до $5,4\cdot10^7$ частиц/л, а крупной, органической (a>> 1,25 мкм) — от 0,1 · 106 до 1,8 · 106 частиц/л.

6.6.2. УЧЕТ ДОПОЛНИТЕЛЬНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ

Предыдущий анализ был построен только на предположении о гладкости решения. Параметр гладкости α определялся по данным измерений из требования построения решения наиболее вероятной гладкости. Как показали расчеты, этот метод регуляризации из-за своей слишком большой общности иногда оказывается недостаточным. Апостериорная вероятность $P(\alpha|I)$ в ряде случаев

имеет несколько максимумов. Это может привести к ошибочному выбору α и $f(\rho)$. Математические эксперименты подтверждают, что для функций $f(\rho)$, имеющих большое число перегибов, выбранное α завышено, решение получается сглаженным и часть информации о спектре размеров частиц теряется. Поэтому в работе [20] был развит другой метод регуляризации, основанный на учете дополнительной оптической информации. Во-первых, использовалась методика, явно учитывающая неотрицательность функции распределения. Это предположение само по себе оказывается сильным регуляризатором. Во-вторых, исследовалась возможность доопределения решения уравнения (6.5) новым уравнением, аналогичным

$$\overline{I}_{2}(\gamma) = \int_{0}^{\infty} I_{2}(\gamma, \rho) f(\rho) d\rho, \qquad (6.78)$$

но для индикатрисы рассеяния $I_2(\gamma)$, измеренной в другой, существенно отличной длине волны света. Новое ядро $I_2(\gamma, \rho)$ надо взять для соответствующего коэффициента преломления, а $f(\rho)$ одна и та же в обоих уравнениях. Решения каждой из этих систем в отдельности, найденные без дополнительных условий, образуют два ансамбля нерегуляризованных решений. Каждый из этих ансамблей содержит истинное решение. В то же время он очень широк, так что средняя функция ансамбля, которую считают решением задачи, может оказаться весьма далекой от истинного решения.

2

При совместном решении системы (6.78) для двух λ получаем ансамбль решений, являющийся пересечением ансамблей для λ_1 и для λ_2 :

$$P(f|\overline{I}_1,\overline{I}_2) = P(f|\overline{I}_1) P(f|\overline{I}_2).$$
(6.79)

Ансамбль (6.79) будет, очевидно, уже ансамблей, соответствующих отдельным длинам волн. Из него исключены взаимно неподходящие функции, но истинная функция в нем сохранилась. Очевидно, что это сужение ансамбля (регуляризация) будет зависеть от того, насколько различаются $I_1(\gamma, \rho)$ и $I_2(\gamma, \rho)$, а также I_1 и I_2 . Результаты восстановления функции распределения с помощью новой схемы регуляризации приведены на рис. 6.15. Там приведено восстановление f(a) без информации гладкости, т. е. при $\alpha = 0$, но с одновременным использованием разных пар индикатрис рассеяния. Мы видим, что использование пары индикатрис существенно улучшает восстановление. Особенно значительно улучшение в том случае, когда для обращения выбрана пара индикатрис I₁ и I2, соответствующая существенно разным коэффициентам преломления. Так, функция, восстановленная по паре индикатрис для $m = 1,29 - i \cdot 0,05$ и $m = 1,30 - i \cdot 0,1$ (существенно различие в мнимых частях m), дает распределение, близкое к истинному, в то время как восстановление только по одному *т* сильно отличается от реального. При обращении пары индикатрис с близкими т $(1,33 \text{ и } 1,31 - i \cdot 10^{-4})$ получаем решение менее удовлетворитель-
ное, но и оно дает все же большее представление о распределении f(a), чем результат обращения одного $I(\gamma)$. В этих экспериментах погрешность индикатрис рассеяния составляла 10 %. Что же касается теоретической ошибки восстановления, то при использовании пары индикатрис она остается довольно большой, хотя значипо сравнению с обращением одного $I(\gamma)$. тельно уменьшается Напомним, что теоретическая ошибка восстановления в методе статистической регуляризации — это среднее квадратическое отклонение функций ансамбля от средней, т. е. величина, прямо указывающая на ширину ансамбля. Уменьшение ошибки восстановления при использовании пары индикатрис говорит о сужении ансамбля, т. е. о регуляризации. В случае с близкими коэффициентами преломления (ядрами) ансамбли нерегуляризованных решений близки и совместное обращение индикатрис $I_1(\gamma)$ и $I_2(\gamma)$ малоэффективно. Достаточной стабилизации решения при этом не происходит и



Рис. 6.15. Восстановление функции $f(\rho)$ при S = 10 %и $\alpha = 0$.

l - нсходная функция: 2 - восстановленная по паре индикатрис $m_i = 1, 29 - i \times \times 0, 05$ н $m_2 = 1, 30 - i \times \times 0, 1$ (a) н $m_i = 1, 33$ н $m_2 = 1, 31 - i \cdot 10^{-4}$ (б); 3 - по одной нидикатрисе $m_i = 1, 29 - i \cdot 0, 05$ (a) н $m_i = 1, 33$ (б).

ошибка остается очень большой — до 500 %. Это, однако, почти в три раза меньше, чем в случае с одним I (у). В случае с сильно различающимися т ансамбли нерегуляризованных решений отличаются значительно. При совместном обращении таких индикатрис происходит значительное сужение ансамбля. Ошибка уменьшается на порядок, но все же остается большой (~ 100 %). Несмотря на это, полученное решение хорошо описывает исходную функцию, так как значительно увеличивается вес функций, близких к решению, т. е. происходит регуляризация за счет исключения функций, не являющихся общими для двух нерегуляризованных ансамблей. Из этих экспериментов следует, что даже при 10 %-ной погрешности в исходных данных одновременно обращение двух индикатрис для существенно разных т позволяет достаточно сильно регуляризовать решение и получить правильное представление о f(a), не прибегая к условию гладкости. Привлечение второй индикатрисы рассеяния значительно улучшает восстановление и в том случае, когда используется также алгоритм поиска наиболее вероятного решения в ансамбле гладких функций. Этот результат очевиден и объясняется тем, что происходит добавление новых информативных членов в уравнение (6.77). Это хорошо иллюстрируется кривыми на рис. 6.16.

Подчеркнем в заключение, что новый способ решения интегрального уравнения I рода методом статистической регуляризации без привлечения априорной информации о гладкости решения будет эффективен в том случае, если взятые нами $I_1(\gamma)$ и $I_2(\gamma)$ отличаются друг от друга настолько, что пересечения двух распределений вероятности уже, чем каждое распределение в отдельности. Степень регуляризации зависит от того, насколько удачно выбрана пара (или тройка и т. д.) значений т. Преимущество такого способа регуляризации очевидно: решению не навязываются условия

Рис. 6.16. Восстановление сложного распределения при одновременном использовании обоих алгоритмов: оптимальном подборе а и двух индикатрис. Кривая 1 — исходная функцня: 2 — восстановленная по $m_1 = 1,33$ н m₂=1,29 — i · 0,05. Для иллюстрации на рисунке приведена также кривая 3, восстановленная по одной индикат-

рисе (m=1,33); S=1 %.



гладкости, которые ему могут не подходить; требуется только, чтобы искомая функция подходила под экспериментальные данные.

Для применения на практике предлагаемого способа регуляризации необходимо определить критерий удачного выбора пар длин волн λ_1 и λ_2 и соответственно пар индикатрис рассеяния. Очевидно, что в качестве обращаемой оптической информации надо брать две (или несколько) индикатрисы, различающиеся по меньшей мере на погрешность измерений. Так, индикатрисы, соответствующие близким коэффициентам поглощения k, мало дополняют друг друга и комбинировать их неэффективно. Целесообразно выбирать индикатрисы, относящиеся к различающимся коэффициентам поглощения. Достаточно, по-видимому, чтобы эти отличия по k были около 0.05.

6.7. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОСТАВА МОРСКОЙ ВЗВЕСИ

6.7.1. ОСНОВЫ МЕТОДА

Метод определения количества и распределения по размерам взвешенных в морской воде частиц, сочетающий подбор и метод малых углов, был предложен в работе [109]. В его основе лежали следующие четыре предположения:

1) в морской взвеси присутствуют частицы двух видов: минеральные с m = 1,15 и органические, о показателе преломления которых никаких гипотез не делалось:

2) каждый из этих видов относится к различным по размерам фракциям; минеральные составляют мелкую фракцию (их радиусы <1 мкм), органические — крупную (радиус > 1 мкм);

3) крупные частицы не дают заметного вклада в рассеяние под углами больше 15°. Диапазон углов 15—145° поэтому используется для определения мелкой взвеси методом подбора;

4) для определения крупных частиц методом малых углов используется диапазон углов от 20' до 10°. Показатель рассеяния крупной взвеси находится как разность: $\sigma_{\kappa}(\gamma) = \sigma(\gamma) - \sigma_{\mu}(\gamma)$, где $\sigma(\gamma)$ — измеренная индикатриса, $\sigma_{\mu}(\gamma)$ — индикатриса, рассчитанная для мелкой взвеси.

Предварительные исследования нескольких сотен индикатрис для северной части Индийского океана, различных районов Тихого океана, Саргассова и Черного морей показали, что степенные распределения в интервале радиусов $r_1 \leq r \leq r_2$ (см. главу 4) являются хорошей моделью терригенных частиц. Показатель у изменяется от 4 для относительно мутных вод (Черное море, воды тихоокеанского Южного пассатного течения, восточная часть которого находится под воздействием Перуанского апвеллинга) до 6 для наиболее прозрачных вод (глубинные воды Саргассова моря). Более детальный анализ показал, что, как правило, хорошее совпадение имеет место для средних углов рассеяния. Для больших углов теоретические кривые обычно лежат ниже экспериментальных. Заниженные значения в области больших углов рассеяния в работе [109] объяснялись неучетом совсем маленьких, релеевских частиц радиусом < r₁. В результате для углов > 15° для показателя рассеяния взвеси в работе [109] была принята формула

 $\sigma_{\text{ass}}(\gamma) = \sigma(\gamma) - \sigma_{\text{s}}(\gamma) = [n_{\text{M}}z(m, \nu, r_1, r_2) + \Delta]c(1 + \cos^2\gamma). \quad (6.80)$

Здесь $n_{\rm M}$ — концентрация мелкой взвеси; $c = (32\pi^5/\lambda^4) | (m^2 - m^2)^2 | (m^2 - m^2)$ (m^2+2) — константа, зависящая от длины волны света и показателя преломления частиц m; $z(m, v, r_1, r_2)c(1 + \cos^2 v) = по$ казатель рассеяния мелкой взвеси единичной концентрации, подчиняющейся степенному распределению с параметрами v, r_1 и r_2 ; $\Delta =$ = (nr⁶)_р — вклад релеевских частиц. Для этих частиц оптические данные позволяют найти лишь произведение концентрации на среднее от шестой степени радиуса. Поскольку верхняя граница степенного распределения слабо влияет на форму индикатрисы, она выбиралась постоянной (r₂ = 1; 2 мкм) и задача сводилась к подбору по экспериментальным данным четырех параметров: n_м, v, r₁ и Δ . Для этого по формулам главы 4 были рассчитаны полидисперсные индикатрисы для $r_2 = 1$; 2 мкм, v = 4; 5; 6, $r_1 = 0.01(0.01)0.20$ для шести λ, всего 756 моделей. В качестве критерия близости использовался минимум максимального отклонения экспериментальной и теоретической индикатрисы в области 15—145°. Для оценки качества подбора в работе [109] проведено сравнение экспериментальных индикатрис с восстановленными. Рассмотрено шесть различных районов Мирового океана. В порядке возрастания о они указаны в табл. 6.9. Сюда входят три открытых океанских района (случаи 1, 2, 3), Черное море, два закрытых бассейна (случан 5, 6). Во всех примерах удалось подобрать теоретические индикатрисы, близкие к экспериментальным. Точность аппроксимации практически совпала с точностью измерений. Для иллюстрации на рис. 6.17



воспроизведены два случая: прозрачные глубинные воды Саргассова моря и мутные поверхностные воды Черного моря. В четырех других примерах картина примерно такая же*. Характеристики взвеси, соответствующие всем рассмотренным случаям, приведены в табл. 6.9. Из этих данных видно, что порядок расположения

	Табл	ица 6.9		
карактеристика	взвеси	разных	РЕГИОНОВ	OKEAH/

					Пара	метры по	юдбора			
34 n/n	Регнон	Глубниа, г м	σ.10° м ^{−3}	*	₽ <u>1</u> ыкм	<i>Р</i> 2 МКМ	n _M · 10 ⁻¹² M ⁻⁴	4 · 1000 #8		
1	Тихий океан, к северо-	10	66	5	0,14	1	0,029	0,89		
2	Саргассово море	500	75	6	0.13	2	0.86	2.1		
3	Тихий океан, Южное пассатное течение	5	160	4	0,03	ī	31	0,27		
4	Черное море. Карадаг	10	210	4	0.05	1	12	1.6		
5	Тихий океан, Соломоно- вы острова, бухта Ки- ета	5	540	5	0,18	2	1,0	3,6		
6	Тихий океан, о-ва Гил- берта, лагуна атолла Тарава	5	1000	5	0,10	2	17	4,5		

^{*} Совпадение может показаться очень хорошим, но надо обратить внимание, что масштаб по оси у логарифмический и что схема содержит пять параметров подбора.

примеров не вполне удачен. Вероятно, большие значения о в бухте Киета и в лагуне атолла Тарави связаны с биологической взвесью. Более правильным был бы порядок: 2, 1, 5, 6, 3, 4. Это подтверждается данными о крупной взвеси.

Спектр размеров частиц крупной взвеси определялся методом малых углов (раздел 6.4). Для примера на рис. 6.18 представлен один из вычисленных спектров частиц крупной взвеси.

Для определения абсолютных количеств частиц спектр размеров крупной взвеси $f_{\kappa}(r)$ был нормирован через общий показатель рассеяния крупной взвеси σ_{κ} . Он вычислялся как разность между



Рис. 6.18. Пример спектра размеров частиц крупной взвеси, определенного методом малых углов (юго-западная часть Тихого океана).



Рис. 6.19. Сравнение спектров размеров частиц морской взвеси, полученных путем обращения индикатрисы (непрерывная кривая) с микроскопической гистограммой (заштрихованные площадки); Черное море в районе Карадага, лето 1969 г.

общим показателем рассеяния морской воды σ и суммой показателей рассеяния мелкой взвеси (σ_{M}), релеевской добавки (σ_{p}) и чистой воды (σ_{B}):

$$\sigma_{\kappa} = \sigma - (\sigma_{M} + \sigma_{p} + \sigma_{B}), \qquad (6.81)$$

Для полидисперсной взвеси крупных частиц

$$\sigma_{\kappa} = 2\pi n_{\kappa} \int_{r_{2}}^{r_{\max}} f_{\kappa}(r) r^{2} dr, \qquad (6.82)$$

откуда легко найдем концентрацию крупных частиц n_к.

Распределения частиц крупной взвеси, полученные таким образом, хорошо стыковались с распределениями мелкой взвеси как по относительному ходу, так и по абсолютным значениям.

Несомненный интерес представляло сопоставление оптических данных о взвеси с данными, которые были одновременно получены геологами с помощью фильтрования и сепарации. Примеры срав-

нения приведены на рис. 6.19 и в табл. 6.10. В обонх случаях одну и ту же пробу воды отбирали как для оптических, так и для геологических измерений. Таблица 6.10 относится к горизонту 50 м в Тнхом океане к северо-западу от о. Раротонга весной 1971 г. Методика, используемая геологами и основанная на применении обычных микроскопов, не позволяет оценить количество очень мелких частиц. Точная нижняя граница определяемых размеров частиц зависит от разрешающей способности микроскопа, индивидуальных особенностей наблюдателя и, как правило, неизвестна. Обычно геологи в группу минимальных размеров относят все частицы, раднус которых r < 1,25 мкм.

Таблица 6.10

Радиусы частиц.	Концентрация, ты	с. частиц в литре
MRM	оптические данные	геологические данные
$\begin{array}{c} <0,5\\ 0,5-1,25\\ 1,25-2,5\\ 2,5-5,0\\ 5,0-12,5\\ >12,5\end{array}$	$2,8 \cdot 10^{5} \\ 1,7 \cdot 10^{3} \\ 4,1 \\ 10 \\ 5,2 \\ 0,1$	92 11 5,6 2,8 1,1

СОПОСТАВЛЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ И ГЕОЛОГИЧЕСКИХ ДАННЫХ

Как видно из рис. 6.19 и табл. 6.10, оптические данные близки к геологическим в том интервале размеров, где геологические методы более или менее надежны. Оба типа данных правильно передают общую закономерность распределения частиц взвеси — значительное преобладание мелких частиц. Как видно из оптических данных, количество мелких частиц огромно: число частиц размерами больше 1 мкм составляет менее 1 % общего количества частиц. Числовую концентрацию взвешенных частиц по оптическим данным можно оценить порядком 10^8-10^{10} частиц на 1 л морской воды, в отличие от 10^4-10^6 частиц на 1 л по геологическим данным. Разница в массовых концентрациях будет, конечно, не столь велика.

Проведем оценочный расчет по данным табл. 6.10. Примем плотность частиц мелкой взвеси 2,65 г/см³, крупной — 1,0 г/см³. Для концентрации взвеси найдем c = 0,036 мг/л по оптическим данным и c = 0,014 мг/л по геологическим. Таким образом, сепараторы улавливают около 40 % взвеси, содержащейся в морской воде. Так как различие это в основном связано с малыми частицами, а разделение на фракции для разных веществ будет происходить по-разному, то ошибки стандартной геологической методики могут быть причиной и неточностей в оценке распределения элементного и вещественного состава взвеси в Мировом океане.

257

Метод, описанный выше, был усовершенствован в нескольких направлениях (см. [11]). Исследовалась возможность замены подбора численным восстановлением в ансамбле гладких функций. Результаты численного обращения реальных морских индикатрис по схеме раздела 6.6 показали следующее:

а) при использовании ядра с m = 1,15 для всего диапазона углов 20'—145° восстановленная функция сильно осциллирует и имеет большую ошибку восстановления. Лучший результат получается для диапазона 30—145°, но и при этом в ряде случаев результат восстановления имеет значительную ошибку (80—90%). Устойчивое решение с минимальной ошибкой (30—40%) получалось, если использовался диапазон углов 40—145°;

6) при обращении индикатрис рассеяния с ядром для показателя преломления 1,02 большая ошибка восстановления получается, если использовать углы рассеяния больше 10°;

в) общее количество частиц примерно совпадает со значениями, получаемыми по методике [109]. Оно значительно превосходит количество, получаемое при микроскопическом подсчете.

Главный результат сопоставления численного обращения морских индикатрис методами раздела 6.6 и работы [109] состоит в том, что влияние крупной фракции не ограничивается областью углов до 15°, а распространяется до углов 30—40°. Кроме того, были обнаружены некоторые систематические различия между спектрами размеров частиц, получаемых обоими методами. В связи с этим на основе метода [109] в работе [11] была развита усовершенствованная схема обращения. Остановимся на ней подробнее.

Начнем с определения состава мелкой взвеси. Мы уже отмечали, что крупные частицы могут вносить некоторый вклад в рассеяние в области углов 15—40°, влияющий на результат обращения. Проверка этого предположения проводилась двумя способами. Во-первых, для различных морских индикатрис непосредственно рассчитывался вклад крупной взвеси (состав которой был определен методом малых углов) в рассеяние под углами больше 15°. Оказалось, что для угла 15° этот вклад может быть ~ 15 %, но, начиная от 45°, он во всех случаях меньше 3 %. Во-вторых, для этих индикатрис сравнивались результаты обращения при использовании диапазонов 15—145 и 45—145°. Оказалось, что в большинстве случаев спектры мелкой взвеси отличаются незначительно, однако для отдельных проб наблюдались и заметные расхождения. Поэтому для определения состава мелкой взвеси в работе [11] рекомендуется использовать область 45—145°.

Важный вопрос связан с использованием для ядра уравнения приближения Релея—Ганса. В главе 4 мы показали, что для монодисперсных частиц с m = 1,15 его можно уверенно применять только до $\rho \approx 2$. В главе 4 мы, однако, отмечали, что для полидисперсных систем со степенным распределением при v = 3...6 в диапазоне углов 45—145° при $\rho_{max} = 20$ ошибка приближения Релея—

258

Ганса не превосходит 15 %. Поэтому это приближение, вероятно, можно использовать, хотя отметим, что максимальное ρ_2 , использованное в моделях [109], составляло 36. Аналогичная ситуация имеет место и в методе малых углов, и в методах раздела 6.5. Опыт применения этих методов показал, что если полидисперсная индикатриса правильна, то и обращение дает верные результаты. Конечно, этот вопрос нуждается в строгом исследовании.

И наконец, в работе [11] исследовалась устойчивость схемы подбора по отношению к ошибкам измерений. Для этого индикатрисы, рассчитанные для некоторых модельных распределений в согласии с реальной точностью измерений, искажались случайной ошибкой в 10 %. Для этих искаженных кривых подбирались модели по обычно используемой схеме. Выяснилось, что получаемые функции распределения отличаются от исходных в пределах 10— 15 %.

Обратимся теперь к восстановлению состава крупной взвеси. Здесь существенное усовершенствование состояло в замене формулы (6.40) на (6.43). В результате окончательная формула, используемая для определения спектра размеров частиц морской взвеси по методу малых углов, выглядит следующим образом:

$$f(\rho) = -\frac{4\pi^2}{\lambda a^2 P(\rho, m)} \int_0^{\gamma_{\text{max}}} F(\rho, \gamma) \frac{d}{d\gamma} [\sigma(\gamma) \gamma^3] d\gamma. \quad (6.83)$$

Отметим, что формула (6.83) непосредственно, без дополнительной нормировки, дает абсолютные значения числовой концентрации частиц в единичном диапазоне размеров.

В разделе 6.4 мы видели, что для морской взвеси существенная область углов у_{max} ≤ 2°. Вследствие этого мы можем использовать для обращения непосредственно индикатрису рассеяния морской воды, так как вклад мелкой терригенной взвеси в рассеяние под углами 0-2° не превышает 1-3 %. При использовании формулы (6.83) нужно знать т. В работе [109] рекомендуется принимать m = 1,02. Для того чтобы исследовать, как влияют на обращение отличия реального значения *m* от принятого, в работе [11] проводились математические эксперименты, в которых индикатрисы, рассчитанные для различных показателей преломления, обращались с использованием ядра для m = 1,02. Эти расчеты показали, что в случае, когда отличия реального значения т от принятого не превышают 0,03, они незначительно сказываются на результате восстановления. Если эти отличия превышают 0,1, восстановленный спектр сильно отличается от исходного. Этот результат совпадает с тем, о чем мы писали в разделе 6.6.

И в заключение обратимся к табл. 6.11. Там приведены по работе [11] результаты сопоставления спектров частиц, полученных тремя методами: а) по усовершенствованной схеме [11]; б) численным обращением морских индикатрис методом статистической регуляризации; в) подсчетом частиц под микроскопом. Измерения

Таблица 6.11 Количество частиц (мян/л) в диапазоне размеров Δr (мкм) на горизонте 10 м

	Субэн днверг	кваторнал енция (ст	ьная . 770)	Бенгальский залив вблизи дельты Ганга (ст. 783)			Андаманское море (ст. 788)			
∆.Г ыкы	1	2	3	1	2	3 ·	1	2	3	
$\begin{array}{c} 0,2-0,3\\ 0,3-0,4\\ 0,4-0,5\\ 0,5-0,6\\ 0,6-0,7\\ 0,7-0,8\\ 0,9-1,0\\ 1,0-1,25\\ 1,25-2,5\\ 2,5-5,0\\ 5,0-10,0\\ 0,2-0,5\\ 0,5-1,0\\ 1,0-10,0\\ \end{array}$	64 11 3,0 0,45 0,22 0,11 0,67 0,77 1,1 0,29 0,026 78 1,8 2,2	2,0 1,8 1,6 1,4 1,3 1,2 1,0 0,65 0,18 1,1 0,020 5,4 5,8 2,2	0,28 0,026 0,12 0,078 0,44	370 63 17 6,1 2,6 1,3 0,68 0,39 4,4 6,3 1,8 0,30 450 11 13	9,0 8,35,5 6,26 4,7 2,890 0,25 26 4,7	0,70 0,10 0,094 0,050 0,94	62 15 4 2,3 1,2 0,41 0,26 0,42 0,345 0,028 82 4,90 82 4,90	1,91,71,51,41,31,10,980,840,110,150,0205,15,60,92	0,41 0,037 0,012 ·0,012 0,47	

Примечание. 1—по схеме [11]; 2—метод статистической регуляризадии; 3—микроскопический подсчет; первые числа в столбце 3 соответствуют общему количеству частип, радиус которых меньше 1,25 мкм.

производились летом 1979 г. в Индийском океане. Точное положение станций указано на карте в работе [9]. Как видно из этой таблицы, количество частиц, обнаруживаемых оптическими методами, заметно превосходит число частиц, подсчитываемых под микроскопом.

Сравнение двух оптических методов показывает, что есть диапазон размеров, где данные обоих методов совпадают очень хорошо, и в то же время имеются области заметных различий. Исследование этих расхождений представляет интерес. Эти расхождения не связаны с трудно анализируемыми отклонениями «реальной» морской взвеси от модели однородных сфер, а обусловлены ошибками используемых методов. Об ошибках методов подбора и малых углов мы писали выше, а метода статистической регуляризации — в разделе 6.6. Напомним, что при восстановлении этим методом таких резко изменяющихся функций, как степенное распределение, получаются распределения, сглаженные по сравнению с исходными и близкие к ним лишь в средней «гладкой» части. Рассматривая все ошибки, присущие каждому методу, можно заключить, по-видимому, что при точности измерений индикатрис рассеяния 10 % не должны вызывать удивления двух-трехкратные расхождения результатов восстановления, наблюдающиеся в отдельных диапазонах размеров. Что касается причин, вследствие которых подсчет частиц на фильтре дает заниженные значения числовой концентрации взвеси, то мы писали о них в главе 2. Отметим при этом, что концентрации взвеси, полученные методом «живой» капли и методом малых углов, совпадают удовлетворительно (ср. столбцы 2 и 4 табл. 2.3).

На рис. 6.20 приведено сопоставление кумулятивных кривых распределения частиц по размерам с данными, полученными обращением индикатрис, подсчетам на фильтрах и с помощью счетчика



горизонте 0 м (а) и 20 м (б).

1 - счетчик Коултера; 2 - метод светорассеяния; 3 - подсчет под микроскопом.

Коултера, о котором мы писали в главе 2. Измерения с последним представляют, по-видимому, лучший из методов, которым располагают геологи. К сожалению, данных одновременных измерений индикатрис рассеяния и подсчета частиц с помощью счетчика Коултера не оказалось. Поэтому в работе [110] такое сопоставление проводилось для проб, взятых примерно в одной и той же точке в экваториальных водах Тихого океана, где сезонные отличия невелики. В одном случае это ст. 361 — 5-й рейс НИС «Дмитрий Менделеев», 0°07' с. ш., 88°26' з. д.; в другом — ст. УРТ-41 НИС «Yaquina», 0°07' с. ш., 90°09' з. д. Результаты сопоставления даны на рис. 6.20. Как видно из этого рисунка, оптические данные хорошо совпадают с данными счетчика Коултера, в то время как микроскопический анализ дает существенно заниженные значения.

261

6.7.3. СОВМЕСТНОЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДОВ СТАТИСТИЧЕСКОЙ РЕГУЛЯРИЗАЦИИ И ФЛЮКТУАЦИИ

В работе [3] описано интересное исследование, в котором авторы сочетали методы разделов 6.3 и 6.6. Исследовались оптические характеристики морской взвеси в прибрежном районе Черного моря. Работы проводились на специальной установке, которая позволяла регистрировать индикатрису рассеяния, флюктуации интенсивности



Рис. 6.21. Индикатрисы морской взвеси в прибрежном районе Черного моря на разных глубинах.





Рис. 6.22. Спектры размеров частиц, восстановленные по индикатрисам рис. 6.21 методом статистической регуляризации.

Кривые (--3 получены обращением соответствующих индикатрис *I*--3 рис. 6.21. Крявые *I'*, 2' – для крупных органических частиц.

рассеянного под фиксированными углами излучения, коэффициент пропускания, угол рассеяния и глубину погружения. Источником излучения был лазер с $\lambda = 632,8$ нм. Установка подробно описана в работе [3]. Исследования проводились на глубинах 1 и 3 м и у самого дна; измерялись индикатриса, прозрачность и флюктуации интенсивности прямого пучка. Типичный вид полученных индикатрис приведен на рис. 6.21. Они заметно отличаются от гладких кривых рис. 6.17; на них наблюдается ряд экстремумов; кроме того, у них значительно сильнее вытянут «нос». Об экстремумах на кривых $\sigma(\gamma)$ мы уже писали в главе 5; здесь они отчетливо проявились в результате того, что аппаратура [3] позволяет измерять σ(γ) в виде непрерывной функции угла γ. Большая вытянутость под малыми углами свидетельствует о высокой концентрации крупных частиц.

Обращение индикатрис производилось методом статистической регуляризации, описанным в разделе 6.6. При обращении терригенной фракции взвеси приписывался показатель преломления 1,15, а органической фракции — 1,02. Для восстановления функции распределения минеральных частиц использовался участок индикатрисы от 37 до 170°, а для органических частиц — индикатриса в области углов 0,2-8°. На рис. 6.22 приведены восстановленные из индикатрис спектры размеров частиц прибрежной взвеси. Из рис. 6.22 видно, что прибрежная взвесь резко отличается от океанской. Для терригенных частиц раднусом < 5 мкм распределение можно описать степенным законом с показателем у всего 0,15; для резко спадающей части кривых (r>5 мкм) v = 5,5. Спектры крупных (органических) частиц полностью установить не удалось, так как кривые не уложились в расчетный интервал размеров. Авторы работы [3] полагают, что эти кривые следуют логарифмически нормальному закону распределения. Донная взвесь (кривая 3) выделяется высокой концентрацией частиц во всех интервалах размеров. Погрешность восстановления спектра размеров крупных частиц диаметром более 20 мкм составляет 6 % и увеличивается до 30-50 % с уменьшением диаметра до 1-0,5 мкм.

Результаты применения метода флюктуации к крупной части взвеси приведены в табл. 6.12. Диаметр луча составлял 2 мм, база прибора 98 см.

Таблица 6.12

			Эффективный	Концент	грация
Глубина, м	8 M ⁻¹	<i>√D/I</i> ₀%	раднус, мкм	чнсловая, млн/л	массовая, мг/л
1 3 3 4	0,43 0,57 0,61 0,72	0,47 0,72 0,4 0,7	8,5 12 7,2 14	1,4 0,75 2,6 0,95	2 4 2,5 5,6

ХАРАКТЕРИСТИКИ КРУПНЫХ ЧАСТИЦ ВЗВЕСИ

Из табл. 6.12 видно, что крупная часть взвеси состоит из частиц с эффективными раднусами 7—14 мкм, числовая концентрация изменяется в пределах 0,75—2,6 млн/л. По данным о размерах и числовой концентрации, вычисленных по формулам раздела 6.3, в последнем столбце таблицы указана массовая концентрация крупнокапельной взвеси, определенная методом флюктуаций. Сравнение средних концентраций для крупных частиц (от 10 мкм и выше), полученных путем интегрирования кривых рис. 6.22, с указанными в таблице дает значения примерно одного порядка. Таким образом, метод флюктуаций дает дополнительную оптическую информацию. Она совпадает с той, что независимо получается из обращения индикатрис. Метод флюктуаций использовался также для измерения в поверхностных водах тропической Атлантики (в слое термоклина). По данным о прозрачности и ее флюктуации авторы определили, что средний радиус частиц взвеси лежит в интервале 4,5— 7 мкм, а средняя числовая концентрация — в диапазоне 0,2— 1,5 мли/л. Как размеры частиц, так и концентрации оказались меньше, чем в прибрежных черноморских водах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Анго А. Математика для электро- и радиоинженеров. Пер. с франц.— М.: Наука, 1964.— 740 с.

2. Апонасенко А. Д., Франк Н. А., Сидько Ф. Я. Спектрофотометр для гидрооптических исследований ДСФГ-2.— В кн.: Оптические методы изучения океанов и внутренних водоемов. Новосибирск, Наука, 1979, с. 194—297.

3. Афонни Е. И., Соловьев М. В., Башарин В. А. Определение характеристик морской взвеси из оптических измерений. — В кн.: Комплексные гидрофизические и гидрохимические исследования Черного моря. Севастополь, 1980, с. 61—67.

4. Байвель Л. П., Лагунов А. С. Измерение и контроль дисперсности частиц методом светорассеяния под малыми углами. М.: Энергия, 1977. 87 с.

5. Березкин Вс. А., Гершун А. А., Яиишевский Ю. Д. Прозрачность и цвет моря. — Л.: Изд. Военно-Морской Академии, 1940. — 124 с.

6. Богданов Ю. А., Лисицыи А. П. Взвеси и коллоиды. — В кн.: Океанология. Химия океана. Т. 1. М., Наука, 1979, с. 325—336.

7. Богданов Ю. А., Копелевич О. В. Гранулометрические исследования тонкодисперсного вещества океанской воды.— В кн.: Формы элементов и радионуклидов в морской воде. М., Наука, 1974, с. 119—123.

8. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. Пер. с англ. — М.: Наука, 1970. — 855 с.

9. Бреховских Л. М. Основные задачи 10-го рейса НИС «Дмитрий Менделеев».— В кн.: Гидрофизические и оптические исследования в Индийском океане. М., Наука, 1975, с. 2—6.

10. Буренков В. И., Васильков А. П., Кельбалиханов Б. Ф. Спектры рассеяния света морской водой. — В кн.: Оптические методы изучения океанов и внутренних водоемов. Таллин, 1980, с. 54—57.

11. Буренков В. И. и др. Сопоставление различных методов определения состава морской взвеси. В кн.: Гидрофизические и оптические исследования в Индийском океане. М., Наука, 1975, с. 74-82.

12. Буренков В. И. и др. Спектры яркости выходящего излучения и их изменения с высоты наблюдения.— В кн.: Оптические методы изучения океанов и внутренних водоемов. Новосибирск, Наука, 1979, с. 41—57.

 Буренков В. И., Копелевич О. В., Шифрин К. С. Рассеяние света крупными частицами с показателем преломления, близким к единице.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1975, т. 11, № 8, с. 828—835.

14. Бурков В. А., Кошляков М. Н., Степанов В. Н. Общие сведения о Мировом океане. — В кн.: Физика океана. Т. 1. М., Наука, 1978, с. 11—84.

15. Виноградов М. Е. и др. Математическая модель функционирования экосистемы пелагиали тропических районов океана.— Океанология, 1973, т. 13, № 5, с. 852—866.

16. Войтов В. И. Об оптических свойствах антарктических промежуточных вод. — В кн.: Гидрофизические и оптические исследования в Индийском океане. М., Наука, 1975, с. 49—51.

океане. М., Наука, 1975, с. 49—51. 17. Войтов В. И. Оптические экспедиционные исследования в Атлантическом, Индийском и Тихом океане. В кн.: Оптика океана и атмосферы. М., Наука, 1981, с. 163—193.

18. Войтов В. И., Копелевич О. В., Шифрин К. С. Задачи и основные результаты исследования оптических свойств вод Индийского океана. В кн.: Гидрофизические и оптические исследования в Индийском океане. М., Наука, 1975, с. 32—41.

19. Вукс М. Ф. Рассеяние света в газах, жидкостях и растворах. — Л.: Изд. ЛГУ, 1977. — 320 с.

20. Гашко В. А., Шифрин К. С. Определение распределения частиц по размерам по спектральным индикатрисам рассеяния.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1976, т. 12, № 10, с. 1045—1052. 21. Гершун А. А. Теория светового поля. – Л.: ОНТИ, 1936. – 178 с.

22. Гиллем А., Штерн Е. Электронные спектры поглощения органиче-

ских соединения. Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. литературы, 1957. 388 с. 23. Голиков В. И. Установка для измерения спектра размеров сфериче-ских частици капель туманов. — Труды ГГО, 1961, вып. 109, с. 76—89. 24. Гуревич И. Я., Шифрии К. С. Отражение видимого и инфракрас-

ного излучения нефтяными пленками на море. В кн.: Оптические методы изучения океанов и внутренних водоемов. Новосибирск, Наука, 1979, с. 166-183. 25. Ерлов Н. Оптическая океанография. Пер. с англ. – М.: Мир, 1970. –

224 с. 2-е изд. Оптика моря. Л.: Гидрометеоиздат, 1980. 248 с. 26. Ефименко И. Д. и др. Облученность естественным светом в водах

Индийского океана. В кн.: Гидрофизические и оптические исследования в Индийском океане. М., Наука, 1975, с. 104-108.

27. Золотарев В. М., Демин А. В. Оптические постоянные воды в широком спектральном диапазоне.— Оптика и спектроскопия, 1977, т. 43, № 2, c. 271–279.

28. Иванов А. А. Введение в океанографию. Пер. с франц.— М.: Мир. 1978.— 574 c.

29. Иванов А. П. Физические основы гидрооптики. — Минск: Наука и техника. 1975.— 526 с.

30. Иванов А. П. и др. Оптические свойства вод Саргассова моря. — Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1980, т. 16, № 3, с. 313-320.

31. И в а н о в К. И. О зависимости между содержанием взвешенных веществ и коэффициентом ослабления. — Труды ГОИН, 1950, вып. 15, с. 39—48. 32. Изотопный анализ воды. 2-е изд. — М.: Изд. АН СССР, 1957. — 236 с.

33. Кадышевич Е. А., Любовцева Ю. С., Розенберг Г. В. Матрицы рассеяния света водами Тихого и Атлантического океанов.—Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1976, т. 12, № 2, с. 186—195. 34. Каменкович В. М., Монин А. С. Основные положения термогидро-

механики океана. В кн.: Физика океана. Т. 1. М., Наука, 1978, с. 85-112.

35. Карабашев Г. С., Соловьев А. Н., Зангалис К. П. Фотолю-минесценция вод Атлантического и Тихого океанов. В кн.: Гидрофизические и гидрооптические исследования в Атлантическом и Тихом океанах. М., Наука, 1974, c. 143-153.

36. Қарабашев Г. С., Якубович В. В. Пространственно-временная изменчивость показателя рассеяния света под углом 45° в деятельном слое Индийского океана. — В кн.: Гидрофизические и оптические исследования в Ин-дийском океане. М., Наука, 1975, с. 82—93.

37. Кобленц. Мишке О. И., Коновалов Б. В. Спектральное поглощение лучистой энергии морской взвесью. В кн.: Гидрофизические и гидрооптические исследования в Атлантическом и Тихом океанах. М., Наука, 1974, c. 280-292.

38. Козлянинов М. В. О расчете видимости белого стандартного диска.— Океанология, 1980, т. 20, вып. 2, с. 329-334.

39. Козлянинов М. В. Основные принципы оптических измерений в море и некоторые гидрофотометрические расчеты. — В кн.: Оптика океана и атмосферы. М., Наука, 1981, с. 96—162.

40. Коновалов Б. В. Некоторые особенности спектрального поглощения взвеси морской воды. В кн.: Оптические методы изучения океанов и внутренних водоемов. Новосибирск, Наука, 1979, с. 58-65.

41. Копелевич О. В. Оптические свойства чистой воды. — Оптика и спектроскопия, 1976, т. 41, № 4, с. 666-668.

42. Копелевич О. В., Буренков В. И. О нефелометрическом методе определения показателя рассеяния. — Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1971, т. 7, № 12, с. 1280—1289.

43. Копелевич О. В., Буренков В. И. Статистические характеристики индикатрис рассеяния. В кн.: Оптика океана и атмосферы. Л., Наука, 1972, c. 126—136.

44. Копелевич О. В., Буренков В. И. О связи между спектральными значениями показателей поглощения света морской водой, пигментами фитопланктона, желтым веществом.— Океанология, 1977, т. 17, вып. 3, с. 427—433. 45. Копелевич О. В., Гущин О. А. О статистической и физической моделях светорассеивающих свойств морской воды.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1978, т. 14, № 9, с. 967—973.

46. Копелевич О. В., Маштаков Ю. А., Буренков В. И. Исследование вертикальной стратификации рассеивающих свойств воды. — В кн.: Гидрофизические и оптические исследования в Индийском океане. М. Наука, 1975, с. 54—60.

47. Копелевич О. В. и др. Аппаратура и методы исследования оптических свойств и поглощения света в морской воде. — В кн.: Гидрофизические и гидрооптические исследования в Атлантическом и Тихом океанах. М., Наука, 1974, с. 97—112.

48. Копелевич О. В., Шифрин К. С. Современные представления об оптических свойствах морской воды. В кн.: Оптика океана и атмосферы. М., Наука, 1981, с. 4—55.

49. Ландау Л. Д., Лившиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Гостехиздат, 1957.— 532 с.

50. Ланцош К. Практические методы прикладного анализа. Пер. с. англ.— М.: Физматгиз, 1961.— 524 с.

51. Левин Л. М. О функции распределения облачных капель по размерам.— Изв. АН СССР, сер. геофиз, 1958, № 10, с. 1211—1218.

52. Левин И. М. К теории белого диска.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1980, т. 16, № 9, с. 926—932.

53. Лисицын А. П. Источники и закономерности отложения минералов в океанах. — В кн.: Геология океана. М., Наука, 1979, с. 164—180.

54. Мак-Картии Э. Оптика атмосферы. Пер. с англ. — М.: Мир, 1979. — 421 с.

55. Маньковский В. И. Тонкая структура индикатрис рассеяния света в морских и океанических водах.— Морские гидрофизические исследования, 1972, № 2(58), с. 126—140.

56. Маньковский В. И. Экстремальные индикатрисы рассеяния света морской водой.— Морские гидрофизические исследования, 1973, № 3 (62), с. 100—108.

57. Маньковский В. И. Экспериментальные и теоретические данные о точке пересечения индикатрисы рассеяния света морской взвесью.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1975, т. 11, № 12, с. 1284—1293.

58. Маньковский В. И. Эмпирическая формула для оценки показателя ослабления света в морской воде по глубине видимости белого диска.— Океанология, 1978, т. 18, № 4, с. 750—753.

59. Микулинский И. А., Шифрин К. С. Обратная задача для ансамбля «мягких» несферических частиц. В кн.: Оптические методы изучения океанов и внутренних водоемов. Таллин, 1980, с. 74—77.

60. Монин А. С. Предисловие к книге: Морская вода. Авт.: Н. И. Попов, К. Н. Федоров, В. М. Орлов. М.: Наука, 1979, с. 3-4.

61. Монин А. С., Каменкович В. М., Корт В. Г. Изменчивость Мирового океана. — Л.: Гидрометеоиздат, 1974. — 262 с.

62. Монин А. С., Шифрин К. С. Оптика и гидродинамика океана.— Природа, 1972, № 12, с. 66—71.

63. Неуймин Г. Г. Оптические характеристики вод Черного моря. — В кн.: Комплексные океанографические исследования Черного моря. Киев, Наукова думка, 1980, с. 199—215.

64. Неуймин Г. Г., Сорокина Н. А., Ермоленко А. И. Объективный анализ поля прозрачности вод Тропической Атлантики.— Морские гидрофизические исследования, 1974; № 2(65), с. 64—72.

65. Океанология. Биология океана. Т. 1. М., Наука, 1977. — 398 с.

66. Океанология. Химия океана. Т. 1. М., Наука, 1979. — 518 с.

67. Очаковский Ю. Е. О зависимости показателя ослабления света от содержащейся в море взвеси. — Труды ИОАН, 1965, т. 77, с. 35—40.

68. Очаковский Ю. Е. О сопоставлении измеренных и расчетных индикатрис. — Труды ИОАН, 1965, т. 77, с. 125—130.

69. Павлов В. М. Прозрачность морской воды.— В кн.: Гидрофизические и гидрооптические исследования в Атлантическом и Тихом океанах. М., Наука, 1974, c. 127–139.

70. Пелевин В. Н., Рутковская В. А. Об оптической классификации океанских вод по спектральному ослаблению солнечного излучения. — Океанология, 1977, т. 17, вып. 1, с. 40—45.

71. Перельман А. Я., Шифрин К. С. Использование светорассеяния для определения структуры дисперсных систем со степенным распределением. Оптика и спектроскопия. 1969, т. 26, № 6, с. 1013—1018; т. 27, № 7, с. 137—143.

72. Перельман А. Я., Шифрин К. С. Определение спектра частиц по данным о коэффициенте ослабления с учетом дисперсии света.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1979, т. 14, № 1, с. 66—73.

73. Полякова Е. А., Шифрин К. С. Микроструктуры и прозрачность дождей. — Труды ГГО, 1953, вып. 42, с. 84-96.

74. Попов Н. И., Федоров К. Н., Орлов В. М. Морская вода.— М.: Наука, 1979.— 327 с.

75. Розенберг Г. В. Вектор-параметр Стокса.— Успехи физических наук, 1955, т. 56, № 1, с. 77—110.

76. Розенберг Г. В. и др. Исследование матриц рассеяния света морской водой. — В кн.: Гидрофизические и гидрооптические исследования в Атлантическом и Тихом океанах. М., Наука, 1974, с. 304-325.

77. Романкевич Е. А. Геохимия органического вещества в океане.-М.: Наука, 1977.— 256 с.

78. Сахаров А. Н., Шифрии К. С. Определение среднего размера и концентрации взвешенных частиц по флюктуациям интенсивности прошедшего света — Оптика и спектроскопия, 1975, т. 39, № 2, с. 367—372.

79. Сидько Ф. Я. и др. Исследование оптических свойств популяций одноклеточных водорослей. В кн.: Непрерывное управление культивированием микроорганизмов. М., Наука, 1967, с. 38-69.

80. Степанов В. Н. Мировой океан. Динамика и свойства воды. — М.: Знание, 1974.— 255 с. 81. Таблицы по светорассеянию. Л., Гидрометеоиздат. Т. 1. 1966.— 399 с.

T. 2. 1958.— 471 c. T. 3. 1968.— 432 c. T. 4. 1971.— 168 c.

82. Титчмарш Е. Введение в теорию интегралов Фурье. Пер. с англ.— М.-Л.: Гостехтеориздат, 1948.- 479 с.

83. Тихонов А. Н., Арсенин В. Я. Методы решения некорректных задач. — М.: Наука, 1974. — 224 с.

84. Фабелинский И. Л. Молекулярное рассеяние света.— М.: Физмат-_гиз, 1965.— 511 с.

85. Федорова Е. О. Изучение индикатрис рассеяния света крупными прозрачными частицами сферической и произвольной формы. — Автореф. дисс. на сонск. уч. степ. канд. физ.-мат. наук, Л., ГОИ, 1952. 9 с., Труды ГОИ, 1957, т. 25, № 151, М., Оборонгиз.— 71 с.

86. Халемский Э. Н., Войтов В. И. Районирование вод Тихого океана по прозрачности. В кн.: Оптика океана и атмосферы. Л., Наука, 1972. c. 181-186.

87. Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами. Пер. с англ.— М.: Издво иностр. лит-ры, 1961.— 536 с.

88. Шемшура В. Е., Федирко В. И. О соотношениях между некоторыми гидрооптическими параметрами.— Океанология, 1981, т. 21, № 1, с. 51-54. 89. Шерклифф У. Поляризованный свет. Пер. с англ. — М.: Мир, 1965. — 264 c.

90. Шифрин К. С. Рассеяние света в мутной среде. М. Л.: Гостехтеориздат, 1951.— 288 с.

91. Шифрин К. С. Рассеяние света на двухслойных частицах.— Изв. АН

СССР. Сер. геофиз., 1952, № 2, с. 15—20. 92. Шифрин К. С. К теории радиационных свойств облаков. ДАН СССР, 94, № 4, 1954, с. 673—676; Труды ГГО, 1955, вып. 46(108), с. 5—33.

93. Шифрии К. С. К теории оптических методов исследования коллондных систем. Труды Всесоюзн. заочного лесотехн. ин-та, 1955, вып. 1, c. 33-42.

94. Шифрин К. С. Вычисление некоторого класса определенных интегралов, содержащих квадрат бесселевой функции первого порядка.— Труды Всесоюзн. заочного лесотехн. ин-та, 1956, вып. 2, с. 153—162.

95. Шифрин К. С. Оптические исследования облачных частиц.— В кн.: Исследование облаков, осадков и грозового электричества. Л., Гидрометеоиздат, 1957, с. 19—25.

96. Шифрин К. С. Изучение свойств вещества по однократному рассеянию. В кн.: Теоретические и прикладные проблемы-рассеяния света. Минск, Наука и техника, 1971, с. 228—244.

97. Шифрин К. С. и др. Восстановление распределения частиц по размерам.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1972, № 12, с. 1268—1278.

98. Шифрин К. С. и др. Определение микроструктуры рассеивающей среды. Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1974, № 4, с. 416—420.

99. Шифрии К. С., Голиков В. И. Определение спектра капель методом малых углов. — В кн.: Исследования облаков, осадков и грозового электричества. М., Наука, 1961, с. 266—277.

100. Шифрин К. С., Голиков В. И. Исследование прибора для измерения частиц методом малых углов. — Труды ГГО, 1965, вып. 170, с. 127—139.

101. Шифрин К. С. и др. Исследования аэрозоля над морем. Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1980, т. 16, № 3, с. 254-260.

102. Шифрин К. С., Зельманович И. Л. Матрица для расчета коэффициента рассеяния назад. — Труды ГГО, 1965, вып. 170, с. 61—70.

103. Шифрин К. С., Колмаков И. Б. Влияние ограничения интеграла измерения индикатрисы. — Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1966, т. 2, № 8, с. 851—858.

104. Шифрин К. С., Колмаков И. Б. Вычисление спектра размеров частиц. Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1967, т. 3, № 12, с. 1271— 1279.

105. Шифрин К. С., Колмаков И. Б. Вычисление размеров частиц по индикатрисе рассеяния.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1971, т. 7, № 5, с. 554—556.

106. Шифрин К. С.,. Колмаков И. Б. Исследование специальных функций.— Труды Высокогорного геофиз. ин-та, 1968, № 8, с. 126—151.

107. Шифрин К. С. Существенная область углов рассеяния.— Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1966, т. 2, № 9, с. 928—932.

108. Шифрин К. С., Колмаков И. Б., Чернышев В. И. О вычислении размеров частиц дисперсной системы по данным о ее прозрачности. Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1969, т. 5, № 10, с. 1085—1089.

109. Шифрин К. С. и др. Использование индикатрис рассеяния света для исследования морской взвеси. В кн.: Оптика океана и атмосферы. Л., Наука, 1972, с. 25—44.

110. Шифрин К. С. и др. Оптика океана. — В кн.: Физика океана. Том 1. М., Наука, 1978. с. 340—396.

111. Шифрин К. С., Микулинский И. А. Рассеяние света системой частиц в приближении Релея—Ганса.— Оптика и спектроскопия, 1982, т. 52, № 2, с. 359—366.

112. Шифрин К. С., Моисеев М. М. Расчет молекулярного рассеяния света морской водой. — В кн.: Оптические методы изучения океанов и внутренних водоемов. Таллин, Изд. ИТЭФ АН ЭССР, 1980, с. 102—105.

113. Шифрин К. С., Моисеев М. М. Расчет показателя молекулярного - рассеяния света морской водой; Эмпирическая формула для относительного показателя преломления морской воды. Депон. ВИНИТИ № 2092-82, № 2093-82. Бюллетень депонированных рукописей, 1982, № 8.

114. Шифрин К. С., Мороз Б. З., Сахаров А. Н. Определение характеристик дисперсной среды по данным о ее прозрачности.— ДАН СССР, 1971, т. 199, № 3, с. 581—598.

115. Шифрин К. С., Перельман А. Я. Определение спектра частиц дисперсной системы по данным о ее прозрачности.— ДАН СССР, 1963, т. 151, с. 326—329; Оптика и спектроскопия, 1963, т. 15, № 4—6; 1964, т. 16, № 1; 1965, т. 20, № 1; Труды ГГО, 1965, вып. 170, с. 37—60.

116. Шифрин К. С., Перельман А. Я. Обращение индикатрис для «мягких» частиц. — ДАН СССР, 1964, 158, № 3, с. 158-160.

117. Шифрин К. С., Перельман А. Я., Волгин В. М. Расчет плотности распределения радиусов частиц. — Оптика и спектроскопия, 1981, т. 51, **№** 6, c. 963–971.

118. Шифрин К. С., Перельман А. Я., Пунина В. А. Структура светового поля под малыми углами.— Труды ГГО, 1966, вып. 183, с. 3—26. 119. Шифрин К. С., Пунина В. А. Об индикатрисе рассеяния света

в области малых углов. Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1968, т. 4, № 7, с. 784—791.

120. Шифрин К. С., Раскин В. Ф. К теории индикатрисы Рокара.-Труды ГГО, 1960, вып. 100, с. 3—14. 121. Шифрин К. С., Раскин В. Ф. Индикатриса для обобщенного рас-

пределения Юнге. — Труды ГГО, 1967, вып. 203, с. 155—158.

122. Шифрин К. С., Раскин В. Ф. Спектральная прозрачность и обратная задача теории рассеяния. — Оптика и спектроскопия, 1961, т. 11, № 2, c. 268-271.

123. Шифрин К. С., Салганик И. Н. Рассеяние света моделями морской воды. Таблицы по светорассеянию. Т. 5.— Л.: Гидрометеоиздат, 1973.— 220 с.

124. Шифрин К. С. и др. Определение флюктуационным методом весовой концентрации взвеси в коллондных системах с частивами произвольной формы.--ДАН СССР, 1974, т. 215, № 5, с. 1085—1086. 125. Шифрин К. С., Чаянова Э. А. Индикатрисы для распределений

Юнге и типа Юнге. — Труды ГГО, 1965, вып. 170, с. 93—104. 126. Шифрин Я. С. Вопросы статистической теории антени. — М.: Совет-

ское радио, 1970 .- 385 с.

127. Шулейкин В. В. Физика моря.— М.: Наука, 1968.— 1083 с.

128. Эйнштейн А. Собрание научных трудов. Т. 3.— М.: Наука, 1966, c. 216—237.

129. Я кубович В. В. Экспериментальные исследования пространственновременной структуры поля показателя рассеяния света в океане.— Автореф. дисс. на соиск. уч. степ. канд. физ.-мат. наук. М., ИОАН, 1977.

130. A den A. L., Kerker M. Scattering of electromagnetic waves from two concentric spheres.-J. Appl. Phys., 1951, vol. 22, N 10, p. 1242-1246.

131. Acquista Ch. Shifrin's method applied to scattering by non-spherical particles.— Appl. Optics, 1976, vol. 11, p. 2932-2940.

132. Armstrong F., Boalch G. T. UV absorption of sea water.— Na-ture, 1961, vol. 192, N 4805, p. 858—859.

133. Be ards ley G. F., Jr. Mueller scattering matrix of sea water.— J. Opt. Soc. Amer., 1968, vol. 58, N_1, p. 52-57.

134. By a l k o A. V. Polarization relations and fluctuations of scattering on suspensions.— Preprint L. D. Landau Inst. Theor. Phys., 1977.— 7 p.

135. C a b a n n e s J. Diffusion moleculaire de la lumiére risa.- Paris, 1929.-326 p.

136. Chemical Oceanography. Vol. 1. Ed. J. P. Riley and G. Sklrrow. London - New York, Academic Press, 1965.-712 p.

137. Chen C. T., Millers F. J. The specific volume of sea water.- Deep-Sea Res., 1976, vol. 23, N 7, p. 595-612.

138. Chester K., Stoner J. Concentration of suspended matter in surface sea water .- Nature, 1972, vol. 240, N 5383, p. 552-553.

139. Chin J. H., Sliepcevich C. M., Tribus M. Determination of particle size distribution in polydispersed systems.- J. Phys. Chem., 1955. vol. 59, N 9, p. 845-848.

140. Clarke G. L., James H. R. Laboratory analysis of the selective absorption of light by sea water.- J. Opt. Soc. Amer., 1939, vol. 29, N 1, p. 43-45. 141. Coulter W. H. High speed automatic blood cell counter and cell size

analyzer .- Proc. National Electronic Conf., 1957, vol. 12, p. 1034-1042.

142. Dorsey N. E. Properties of ordinary water substance.- New York, Hafner, 1968.— 673 p.

143. Dreisch Th. Die Absorp. koef. einiger Flussig. und ihrer Dämpfe in Ultraroten.- Z. für Physik, 1924, Bd 30, N 200.- S. 342.

144. Friedman D. Infrared characteristics of ocean water.— Appl. Optics, 1969, vol. 8, N 10, p. 2073-2078.

145. Gumprecht R. O., Sliepcevlch C. M. Scattering of light by large spherical particles .- J. Phys. Chem., 1953, vol. 57, N 1, p. 90-95.

146. Gutter A. Die Miesche Theorie der Beugung durch dielectrische Kygeln mit absorbierendem Kern und ihre Bedeutung Probleme der interstellaren Materie und des atmosphärischen Aerosols.— Annalen der Physik, 1952, Bd 11, N 2, S. 65-98.

147. Harris F. S., Jr. Light diffraction patterns.— Appl. Optics, 1964, vol. 3, N 8, p. 909–913.

148. Hass M., Davisson J. W. Absorption coefficient of pure water at 488 and 541.5 nm by adiabatic laser calorimetry.— J. Opt. Soc. Amer., 1977, vol. 67, N 5, p. 622–624.

149. Højerslev N. K. On the origin of yellow substance in marine environment.— Rap. Inst. Fysisk Oceanogr., Copenhagen, 1980, N 42, p. 57—81. 150. Irvine W. M., Pollack J. B. Infrared optical properties of water

and ice spheres.- Icarus, 1968, vol. 8, p. 324-336.

151. James H. R., Birge E. A. A laboratory study of light by lake waters. — Trans. Wisc. Acad. Arts Lett., 1938, vol. 31, p. 1–54.

152. Kalle K. Über die gelösten organischen Komponenten in Meer-Wasser.- Kieler Meeresforsch, 1962, Bd 18, N 3, S. 128-131.

153. Kalle K. The problem of the Gelbstoff in the sea .- Oceanogr. Mar. Biol., Ann. Rev., 1966, N 4, p. 91-104.

154. Kerker M. The scattering of light and other electromagnetic radiation.— New York, Academic Press, 1969.-666 p.

155. Kullenberg G., Lundgren B., Malmberg Sv. A. Inherent optical properties of the Sargasso Sea.— Rep. Inst. Phys. Ocean., Copenhagen, 1970, N 11.- 32 p.

156. Latimer P., Rabinovitch E. Selective scattering of light by pigments in vivo.- Arch. Biochem. and Biophys., 1959, vol. 84, p. 428-441.

157. Lenoble J. L'absorption du rayonment ultraviolet par les ions presents dans la Mer.- Rev. d. Optique, 1956, vol. 35, N 10, p. 526-531.

158. Lochet R. Contribution ál'etude de la diffusion moleculaire de la lumiére (effect Rayleigh).— Ann. Phys., 1953, vol. 8, p. 14-60.

159. Morel A. Interpretation des variations de la forme de l'indicatrice de diffusion de la lumiere par les eaux de mer.— Ann. Geophys., 1965, vol. 21, N 2, p. 281-284.

160. Morel A. Indicatrices de diffusion calculees par la theorie de Mie.— Rap. Lab. Oceanogr. Phys., Univ. de Paris, 1973, N 10.- 12 p.

161. Morel A. Diffusion de la lumiere par les eaux de mer. Result, experimentaux et approach theoroque.- AGARD Lecture Series, 1973, N 61-3.1-1-71.-17 p.

162. O'Connor C. L., Schlupf J. P. Brillouin scattering in water.— J. Chem. Phys., 1967, vol. 47, N 1, p. 31-38.

163. Ogura N., Hanya T. UV absorption of the sea water in relation to organic and inorganic matter.— Intern. J. Oceanol. and Limnol., 1967, vol. 1, N 2, p. 91—102.

164. Optical Aspects of Oceanography. Ed. N. G. Jerlov, E. Steeman-Nielsen. London-New York, Academic Press, 1974.- 350 p.

165. Pearson K. Tables of the incomplete beta-functions.- London, Univ. College, 1948.— 48 p.

166. Perelman A. Ya. Application of Mie series of soft particles.— Pure and Appl. Geophys., 1978, vol. 116, p. 1077—1088. 167. Perelman A. Ya. On the scattering from soft particles.— J. Coll. and

Interface Sci., 1978, vol. 63, N 3, p. 593-596.

168. Pethica B. A., Smart C. Light scattering of electrolyte solutions.-Trans. Faraday Soc., 1966, vol. 62, p. 1890-1899.

169. Pinkley L., Williams D. Optical properties of sea water in the infrared.-J. Opt. Soc. Amer., 1976, vol. 66, N 6, p. 554-558.

170. Preisendorfer R. Hydrologic Optics. Vol. 1-6.- Publ. by NOAA, Honolulu, Hawaii, 1976.

171. Proceedings of the Interdisciplinary Conference on electromagnetic scattering. Ed. M. Kerker.- New York-Oxford, Pergamon Press, 1963.- 480 p.

172. Querry M. R., Cary Ph. G., Waring R. C. Split-pulse laser method for measuring attenuation coefficients of transparent liquids.— Appl. Optics, 1978,

vol. 17, N 22, p. 3587-3592. 173. Rocard I. Sur les proprietes optiques de l'atmosphere: diffusion, absorption --- Rev. d'Optique, 1930, N 3, p. 97-111.

174. Rousset A., Lochet R. Sur la diffusion anisotrope des solutions aqueouses. — CR Acad. Sci., 1955, vol. 240, p. 70-73. 175. Shifrin K. S., Perelman A. Ya. Calculation of particle distribution

by the data on spectral transparency.— Pure and Appl. Geophys., 1964, vol. 58, N 2, p. 208-220.

176. Shifrin K. S., Perelman A. Ya. Determination of particle spectrum of atmospheric aerosol by light scattering .- Tellus, 1966, vol. 18, N 2, p. 566-572.

177. Sullivan S. A. Experimental study of the absorption in distilled water, artificial water and heavy water in the visible region of the spectrum.— J. Opt. Soc. Amer., 1963, vol. 53, p. 962—967. 178. Tam A. C., Patel C. K. Optical absorptions of light and heavy water.—

Appl. Optics, 1979, vol. 18, N 19, p. 3348-3358.

179. Yentsch Ch. S. The influence of phytoplankton pigments on the colour of sea water.— Deep-Sea Res., 1960, vol. 7, N 1, p. 1-9.

180. Yentsch Ch. S. Measurements of visible light absorption by particulate matter in the ocean.- Limnol. Oceanogr.. 1962, vol. 7, N 2, p. 207-217.

181. Zaneveld J. R., Pak H. Method for the determination of the index of refraction of particles suspended in the ocean.-J. Opt. Soc. Amer., 1973 vol. 63, N 3, p. 321-324.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

Вещества автохтонные и аллохтонные 39. 40 растворенные 32 - бромиды 35 —, газы 36 —, —, кислород 36 -, желтое вещество 39 --, --, связь с флюоресцируюшей компонентой 40 -, неорганические соли 32 -, -, вертикальная изменчи-вость 35, 36 —, органические соединения 37 --, ---, формы н состав 38 Вещество желтое 39 определение концентрации по поглощению 74 спектр поглощения и структура молекул 74, 75 спектральная изменчивость поглощения 73 Взвесь 41—56, 253—264 источники в океане 49 концентрация 52, 213 прибрежная 54, 263 размеры частиц 53, 253-264 — —, вносящих основной вклад в оптику 43 распределение — вертикальное 55 по Мировому океану 56 – частиц по размерам 52-55, 253-264 сезонные колебания 52 стандартные методы исследований 41, 45 счетчик Коултера 45-48 химические компоненты 49. Вода чистая 61 новые данные о поглощении 67 спектры поглощения и молекул 63 спектральная изменчивость 00лабления 65, 67 океанская поглощение в далеком УФ 70 —, — в ИК области 72 —, — искусственной водой 69 -, - УФ излучения 68 влияние солености на поглощение в ИК 71 -, оптические константы в широкой спектральной области 73 Волны парциальные 106 амплитуды 106 угловые функции 105

Дифракция на частице 101 формула простейшая 126 усовершенствованная 127, 131 Дублет Мандельштама — Бриюллена 90 Закон Бугера — Ламберта 9 Диттмара 32 Индикатрисы рассеяния 10 в океане 184 изменение с глубиной 186 ---, общие свойства 184 —, предельные значения интегральных характеристик 185 -, статистические характеристики (собственные векторы) 189 — экстремальные 185 для монодисперсных систем 136 для полидисперсных систем 153 на сфере 110, 137 Интенсивность света, рассеянного сферой 109 Когерентность рассеяния 141 критический угол 144 Константы оптические 57 дисперсионные соотношения 60 изменение с частотой 61 морской воды 73 нефти 72 предельные значения в УФ и ИК областях 61 пузырьков 79 чистой воды 73 Коэффициент асимметрии 8 -, формула через амплитуды Ми 111 яркости толщи моря 17, 29 Кривые распределения 144 бета-распределение 148 гамма 145 обобщенное 145 Пирсона 145 степенное (Юнге и типа Юнге) 146 характеристики (мода, ширина), момент 145, 147 Матрица рассеяния 116 компоненты матрицы океанской воды 198 Метод малых углов 227

- —, влияние ограничения информации 232 ----, использование текущих и интегральных значений 235 — —, основные формулы 229 — —, существенная область углов 232, 235 — —, точность 237 — —, уточненная формула 231 полной индикатрисы 241 – —, исходная формула 242 — —, основной интервал углов 243 - ---, применение к произвольным частицам 244 спектральной прозрачности 239 — —, основная формула 239 —, требования к исходной информации 240 флюктуаций 219 —, общая идея 219 —, окончательные формулы 223 таблица специальной функпии 222 —, точность 226 экспериментальная проверка 223 Методы нефелометрические 190 —, коэффициенты связи 190 —, точность 190 обращения численные 245 ----, в ансамбле гладких функ-แหลี 246 — —, учет дополнительной информации 250 Модель чистой океанской (морской) воды 35 Некорректность задачи 207 Обращение характеристик светорассеяния 211 задача ограниченная 213 — полная 211 Обусловленность систем уравнений 209 ٠. Определение концентраций взвеси по светорассеянию 2141 состава взвеся 253 — —, основы метода 253 — — —, сопоставление с геологическими данными 256, 261 — —, усовершенствованный метод 258 ----, учет флюктуаций 262 структуры взвеси методом под-**Gopa** 215 Параметры Стокса 113 Поглошение океанской водой 167

вклад различных компонент 178 значения для разных регионов 170 изменчивость 173 моделирование (собственные векторы) 175 общая картина 167 основные закономерности 167 Показатель асимметрии 8 -, связь с поперечником светового давления 112 ослабления малой частицы 121 поглощения 6 -, связь с индексом и коэффициентом поглощения 58 преломления 57 — океанской воды 73 рассеяния, изменчивость 193 — — с глубиной 195 --- пространственно-временная 195 — — спектральная 194 Поле глубины видимости белого диска 203 показателя ослабления света 204 световое 14 —, освещенность 15 —, —, тело распределения 15 вектор переноса излучения 18 -, объемная плотность энергии 18 -, средняя освещенность 18 -, яркость 14 —, —, тело распределения 15 Поляризация способы описания 113 степень 16 Приближение Релея — Ганса 127 -, интенсивность рассеянного света 128 показатель рассеяния 129 физической оптики 129 Принцип Mapce 32 подобия для ослабления 130 Прозрачность относительная 23 распределение по Мировому океану 202 связь с баллом цветности 21 — с индексом цвета 21 - с показателем ослабления 24, 25

Радуги 124 положение 124 степень поляризации света 125 Рассеяние большими частицами 121 — —, индикатриса 123 — —, степень поляризации 123 полидисперсными системами 144 для гамма-систем 150 — —, показатель асимметрии 155 — —, приближение Релея — Ганca 151 — —, таблицы 152 поляризованного света 113 -----, матрица рассеяния океанской водой 200 — , степень поляризации в океанской воде 196 света океанской водой 179 — — —, модель статистическая ŧ 188 — — —, модель физическая 191 сложными частицами 179 — —, в приближении Релея — Ганса 179 ----- экспериментальные данные 183 Регуляризация некорректных задач 208 Спектр - **7**1 взвеси, вещества частиц 159 поглощения фитопланктона 163. 164 — —, изменчивость 166 ---, экспериментальные данные 165 Стандарты Ерлова 20 Степень поляризации 16 для монодисперсных систем 140 для полидисперсных систем 154 Счетчик Коултера 45 Таблицы по светорассеянию 134 монодисперсные системы, правила пользования 134

полидисперсные системы, прави-

ла пользования 153

Теорема Дебая 106 оптическая 130 Формула Гейне — Релея 104 Гершуна 22 Кнудсена 33 Ландау — Плачека 90 Релея 120 для линейно поляризованного пучка 120 для естественного света 120 Характеристики гидрооптические вторичные 14-22 -, определение 14-19 —, типичные значения 19—22 первичные 5 -, определение 5 типичные значения 11 Цвет излучения 27 -, чистота 28 моря 25 -, балл цветности 26 **—, индекс** 17 —, качественная картина 27 -, элементы теории 27 Частниы взвеси 41

-, показатели поглощения вещества 77 -, показатели преломления вещества 76 мягкие 127 -, поперечник ослабления 130

-, поперечник поглощения 132

Шкала цветности 26

Электрические и магнитные колебания сферы 103

оглавление

ПРЕДИСЛОВИЕ	3
Глава 1. ГИДРООПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ 1.1. Величины, используемые для описания оптических свойств	5
океанской воды	
1.1.2. Типичные значения	11
в океане	$\frac{14}{19}$
1.2.3. Показатель поглощения и дивергенция светового вектора. Формула Гершуна	21
1.3. Глубина видимости белого диска и цвет моря	23
Глава 2. ФАКТОРЫ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИЕ ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ОКЕАНСКОЙ ВОЛЫ	30
2.1. Чистая вода и растворенные вещества	_
2.1.1. Чистая вода	32
2.1.3. Органические соединения. Желтое вещество	37 41
2.2.1. Методы исследования	48
Глава 3. МОЛЕКУЛЯРНАЯ ОПТИКА ОКЕАНСКОЙ ВОДЫ	57
3.1. Оптические константы	-
растворенного органического вещества	61
3.2.2. Чистая океанская вода	68
3.2.3. Растворенное органическое вещество	73
3.4. Теория молекулярного рассеяния света океанской водой	79
3.4.1. Рассеяние на флюктуациях плотности и температуры	-
3.4.2. Влияние флюктуаций ориентации	84
3.4.4. Тонкая структура молекулярного рассеяния света	89
3.5. Данные о молекулярном рассеянии света океанской водой. 3.5.1. Эмпирическая формула для показателя преломления света океанской водой.	92
3.5.2. Молекулярное рассеяние света океанской водой	96
Глава 4. РАССЕЯНИЕ СВЕТА НА ЧАСТИЦАХ ВЗВЕСИ	101
4.1. Рассеяние света на сфере. Показатели и индикатриса рассея.	
4.1.1. Составляющие рассеянного поля. Парциальные волны 4.1.2. Сходимость. Два способа обозначений, используемых	_
в задаче	106
катриса рассеяния. Характеристики асимметрии рассеяния 4.2. Рассеяние поляризованного света	109 113

4.9.1 Метолы описания состояния поляризации. Параметры	
Стокса	113
4.2.2. Матрица рассеяния.	118
4.3. Предельные случая малых и облоших частиц	
4.3.2. Большие частицы	121
4.4. «Мягкие» частицы	127
4.4.2. Приближение физической оптики	129
4.5. Табулирование формул Ми. Таблицы и их анализ	133
4.0. Рассеяние системой частиц	
4.6.2. Кривые распределения	144
4.6.3. Предельные случаи малых и больших частиц. Малоугло-	150
вое расселние. Лякие частицы	152
	157
Глава 5. ОПИЧЕСКИЕ СВОИСТВА РЕАЛЬНОЙ ОКЕАНСКОЙ ВОДЫ	107
5.1. ПОГЛОЩЕНИЕ ЧАСТИЦАМИ ВЗВЕСИ	_
5.1.2. Поглощение клетками фитопланктона, терригенными ча-	
стицами и детритом	162
5.2.1. Общая картина явления	
5.2.2. Изменчивость показателя поглощения	173
5.2.3. Относительная роль различных факторов	170
5.3.1. Рассеяние несферическими и неоднородными частицами	
5.3.2. Общие свойства индикатрис рассеяния	184
Dacceяния	187
5.3.4. Изменчивость показателя рассеяния	193
5.4. Рассеяние поляризованного света	190
5.4.2. Матрицы рассеяния света океанской воды	198
5.5. Оптические характеристики вод Мирового океана	202
5.5.2. Поле показателя ослабления	204
	007
	207
6.1. Оощая постановка	_
6.1.2. Определение характеристик дисперсной среды по свето-	
	211 213
6.2.1. Определение числовой или массовой концентрации, дру-	210
гих моментов распределения	
6.2.2. Метод подоора	215 219
6.3.1. Основные соотношения метода	
6.3.2. Экспериментальная проверка и точность метода	223 227
6.4.1. Исходная формула	
6.4.2. Экспериментальная реализация. Существенная область	001
УГЛОВ	231
катрисы рассеяния. Точность метода	235
6.5. Метод спектральной прозрачности и метод полной индикатрисы	920
о.о.1. метод спектральной прозрачности	239
	077
	2//

6.6. Численные методы обращения	•	•	• •	•	•	245
6.6.1. Регуляризация в ансамбле гладких функций	•	•	• •	٠	•	
6.6.2. Учет дополнительной оптической информации	•	٠	• •	•	٠	250
6.7. Определение состава морскои взвеси	•	•	• •	٠	•	203
0.7.1. Основы метода	٠	٠	• •	•	٠	050
6.7.2. Усовершенствованная схема	•	••	•	•	•.	206
0.7.5. Совместное использование методов статистич	ec	KON	i h	ery	-	060
ляризации и флюктуации	•	•	•••	•	•	202
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	•	٠	• •	•	•	265
ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ	•	÷	• •	•	•	273

ВНИМАНИЮ СПЕЦИАЛИСТОВ-ОКЕАНОЛОГОВ!

Готовятся к изданию в 1984 г. следующие книги по океанологии:

ГИДРОАКУСТИЧЕСКАЯ ТЕХНИКА ИССЛЕДОВАНИЯ И ОСВОЕНИЯ ОКЕАНА. Авторы: Богородский А. В., Яковлев Г. В., Корепин Е. А., Должиков А. К. Цена 3 р. 40 к.

ИЗМЕНЧИВОСТЬ ГИДРОФИЗИЧЕСКИХ ПОЛЕИ НА ПРИМЕРЕ ЧЕР-НОГО МОРЯ. Авторы: Блатов А. С., Булгалов Н. П., Иванов В. А., Косарев А. Н., Тужилкин В. С. Цена 3 р. 40 к.

МЕТОДЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА ЦИРКУЛЯЦИИ ВОД МИРО-ВОГО ОКЕАНА. Авторы: Саркисян А. С., Демин Ю. Л., Бреховских А. Л., Шаханова Т. В. Цена 3 р. 40 к.

Скриптунова Л. И. МЕТОДЫ МОРСКИХ ГИДРОЛОГИЧЕСКИХ ПРОГ-НОЗОВ. Цена 3 р. 30 к.

Заказы просим направлять по адресу: 197101, Ленинград, Большой пр., 57, магазин № 15 Ленкниги.

гидрометеоиздат

Кусиэль Соломонович Шифрин

введение

в оптику океана

Редактор З. И. Мироненко. Художник Е. Е. Городная. Технический редактор Л. М. Шишкова. Художественный редактор Б. А. Денисовский. Корректор Э. Э. Белякова

ИБ № 1361

Сдано в набор 07.04.83. Подписано в печать 15.11.83. М-38653. Формат 60×90¹/н. Бумага тип. № 1. Гаринтура литературная. Печать высокая. Печ. л. 17,5. Кр.-отт. 17,5. Уч.-изд. л. 19,38. Тираж 1160 экз. Индекс ОЛ-236. Заказ № 244. Цена 3 р. 40 к. Гидрометеонздат. 199053. Ленинград, 2-я линия, д. 23.

Ленинградская типография № 8 ордена Трудового Красного Знамени Ленинградского объединения «Техническая кинга» им. Евгенин Соколовой Союзполиграфирома при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и кинжной торговли. 190000, г. Ленинград, Прачечный переулок, 6.