

Д.Н. Ромашов

МАТРИЦЫ РАССЕЯНИЯ ДЛЯ МОДЕЛЕЙ АНСАМБЛЕЙ КРУПНЫХ СФЕРИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ

Представлены модельные расчеты матрицы рассеяния излучения из видимой области спектра для ансамблей крупных водяных сфер в воздухе и для воздушных пузырей в воде. Рассматриваются две модели дождей, отличающиеся параметрами функций распределения капель по размерам, а также две модели взвесей пузырьков в воде, отличающиеся шириной спектра распределения по размерам. Проведен анализ особенностей угловой зависимости элементов матрицы рассеяния для двух типов сред. Показано яркое проявление радуги первого порядка и очень слабое проявление радуги второго порядка для взвесей пузырьков, которые в отличие от аналогичных для ансамблей водяных сфер находятся в переднем полупространстве рассеяния. Для водяных сфер проведено исследование влияния мнимой части показателя преломления на поведение факторов эффективности рассеяния и обратного рассеяния при больших значениях дифракционного параметра (от 100 до 24000).

В настоящее время накоплен достаточно обширный материал как модельных, так и экспериментальных данных по оптическим характеристикам светорассеяния для дымок, облаков и туманов [1–4], а также коэффициентов ослабления и прозрачности для осадков [5]. Цель данной статьи состоит в заполнении некоторого «вакуума», имеющегося в численной оценке детального углового поведения всех элементов матрицы рассеяния излучения из видимой области спектра для ансамблей крупных частиц, близких по форме к сферическим, таких как жидкокапельные осадки и воздушные пузыри в воде.

Угловая зависимость индикатрисы рассеяния и степени поляризации неполяризованного света для ансамблей больших, почти сферических, частиц с вещественной частью относительного показателя преломления, больше единицы, исследовалась в [6]. Для случая, когда относительный показатель преломления меньше единицы, никаких данных по угловому поведению элементов матрицы рассеяния найти не удалось.

1. Рассеяние на водяных каплях

В [1] приведены модели типов дождей *L* и *M* – сильного и слабого соответственно. Для этих двух моделей и для длины волны излучения $\lambda = 0,69$ мкм автором были проведены расчеты всех элементов матрицы рассеяния, а также коэффициентов ослабления и рассеяния.

Распределение капель по размерам в рамках этих моделей описывается модифицированным гамма-распределением с функцией плотности вероятности ($\text{м}^{-3} \cdot \text{мм}^{-1}$):

$$n(r) = a \exp\left(-\frac{\alpha}{\gamma} \left(\frac{r}{r_m}\right)^\gamma\right), \tag{1}$$

где r_m – модальный радиус; α , γ и a – параметры, значения которых представлены в табл. 1.

В табл. 1 r_{max} и $r_{\text{экв}}$ – максимальный и эквивалентный радиусы; N и w – средние значения концентрации капель и водности соответственно;

$$r_{\text{экв}} = \frac{\int_0^\infty n(r) r^3 dr}{\int_0^\infty n(r) r^2 dr}. \tag{2}$$

В расчетах по теории Ми при больших значениях дифракционного параметра $x = 2\pi r/\lambda \approx 30000$ использовались комплексы программ RAIND (для капель) и BUBLED (для пузырьков), разработанные и написанные автором на основе работ [7–8]. Указанные программы уже использовались для вычисления оптических характеристик светорассеяния крупнокапельных облаков [4], но только для $r \leq 150$ мкм и $\lambda = 0,69$ мкм, т.е. для $x \leq 1366$.

Т а б л и ц а 1

Микрофизические параметры для моделей дождей [1]

Модель дождя	$N, \text{м}^{-3}$	a	$r_m, \text{мм}$	$r_{\text{max}}, \text{мм}$	$r_{\text{экв}}, \text{мм}$	α	γ	$w, \text{г/м}^3$
<i>L</i>	1000	$4,9757 \cdot 10^7$	0,07	2	0,47738	2	0,5	0,1167
<i>M</i>	100	$5,3333 \cdot 10^5$	0,05	3	0,86177	1	0,5	0,4948

В результате расчетов для моделей дождей *L* и *M* были получены численные оценки β_{ext} и

β_{sca} – коэффициентов ослабления и рассеяния соответственно, которые приведены в табл. 2.

В табл. 2 ϵ_{ext} – коэффициент ослабления, вычисленный по приближенной формуле [9]:

$$\epsilon_{\text{ext}} = \frac{3}{2} \frac{w}{\rho r_{\text{ЭКВ}}}, \quad (3)$$

где ρ – плотность воды, г/м^3 .

Таблица 2

Коэффициенты рассеяния и ослабления для дождей
($\lambda = 0,69$ мкм; $n = 1,33 - i 3,4 \cdot 10^{-8}$)

Модель дождя	$\beta_{\text{ext}}, \text{км}^{-1}$	$\beta_{\text{sca}}, \text{км}^{-1}$	$\epsilon_{\text{ext}}, \text{км}^{-1}$
<i>L</i>	0,36462	0,36453	0,36669
<i>M</i>	0,81619	0,81582	0,86125

Из табл. 2 видно, что для слабого дождя, у которого имеется значительная доля мелкой фракции,

формула [3] дает большую погрешность, чем для сильного дождя.

На рис. 1 представлена угловая зависимость четырех независимых элементов матрицы рассеяния, где сплошная линия соответствует сильному, а прерывистая слабому дождю. Элемент P_{11} удовлетворяет условию нормировки

$$\int_0^{\pi} P_{11}(\theta) d\theta = 1. \quad (4)$$

Причем нормирование осуществлялось посредством вычисления коэффициента рассеяния по строгой теории Ми, а численное нахождение интеграла (4) по конечной сетке углов θ и его близость по значению к единице служили дополнительным критерием правильности работы программ.

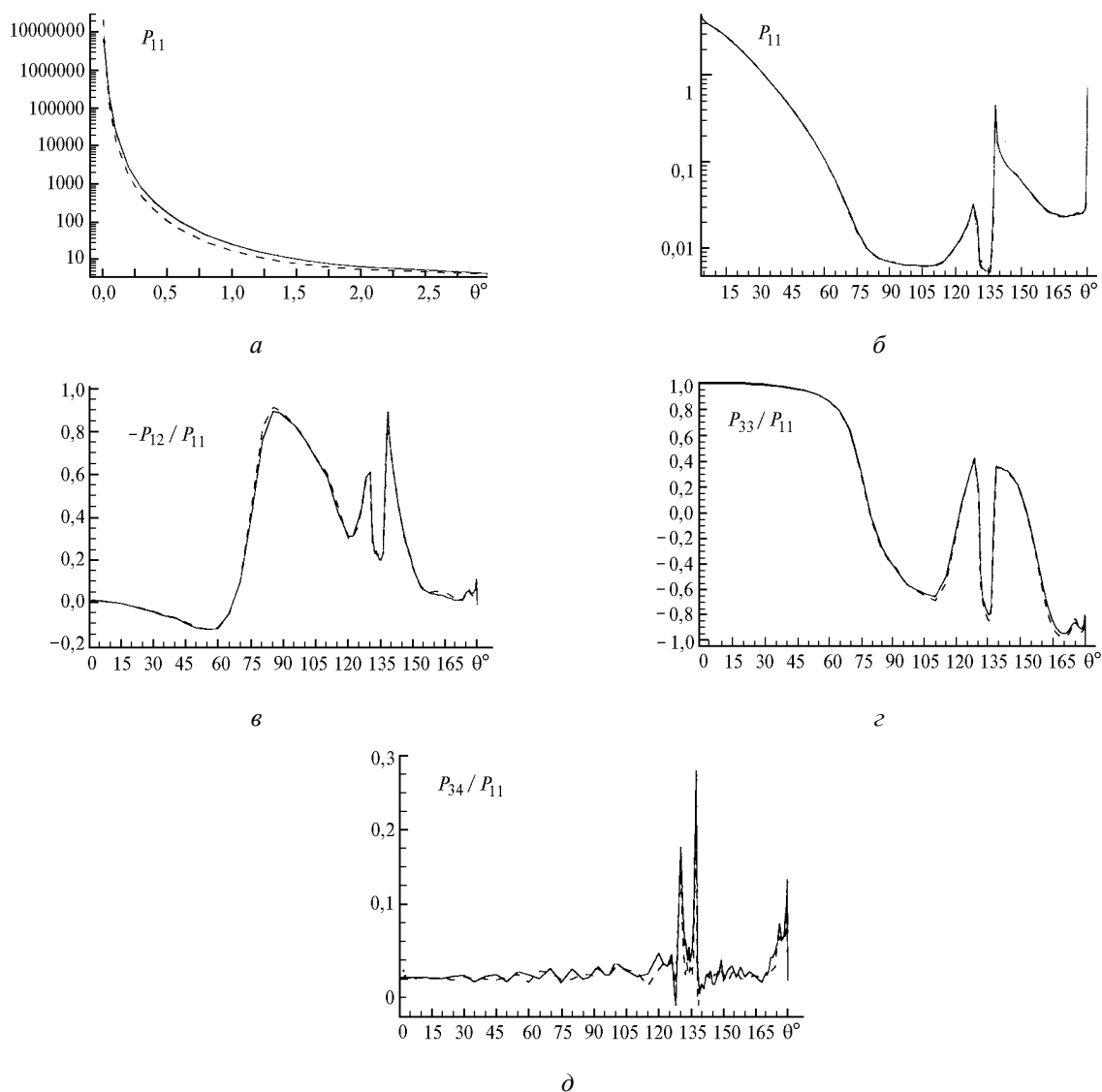


Рис. 1. Угловое поведение элементов матрицы рассеяния дождей: модель *M* – прерывистая кривая; модель *L* – сплошная кривая

Из поведения кривых на рис. 1 видно, что не имеется существенного различия между моделями в угловой зависимости всех четырех элементов, за исключением поведения P_{11} на интервале от 0 до 3° (рис. 1, а). Из рис. 1, б видно, что угловые зависимости элемента P_{11} на интервале от 3 до 180° для обеих моделей практически совпадают. Для иллюстрации степени совпадения приведем значения P_{11} в трех углах из этого интервала, в которых они отличаются максимальным образом: $P_{11}^L(4^\circ) = 4,391$; $P_{11}^M(4^\circ) = 4,258$; $P_{11}^L(138^\circ) = 0,484$; $P_{11}^M(138^\circ) = 0,438$; $P_{11}^L(180^\circ) = 0,742$; $P_{11}^M(180^\circ) = 0,7933$; здесь верхний индекс соответствует модели дождя.

При моделировании оптических характеристик светорассеяния и интерпретации результатов зондирования крупнокапельных образований излучением из видимой области спектра очень важной является информация о мнимой части показателя преломления. Это подтверждают результаты расчетов, приведенные на рис. 2 и 3.

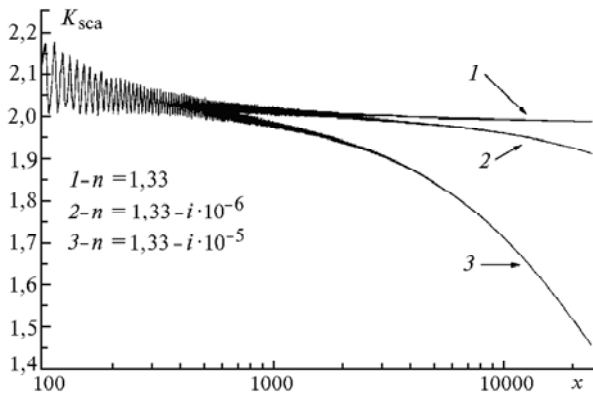


Рис. 2. Поведение фактора эффективности рассеяния K_{sca} в зависимости от дифракционного параметра x для сфер с одинаковой вещественной ($Re(n) = 1,33$) и разными $m = Im(n)$ – мнимыми частями показателя преломления: $m = 0$ – кривая 1; $m = 10^{-6}$ – кривая 2; $m = 10^{-5}$ – кривая 3

На рис. 2 изображены зависимости K_{sca} – фактора эффективности рассеяния от дифракционного параметра для сфер с одинаковой вещественной и разными мнимыми частями показателя преломления. Ось x представлена в логарифмическом масштабе ($x_{max} = 24000$). Поведение кривых показывает, что чем больше мнимая часть, тем быстрее K_{sca} асимптотически приближается к единице.

Еще более чувствительным к значению мнимой части является поведение K_π – фактора эффективности обратного рассеяния, что подтверждают результаты вычислений, приведенные в графическом виде на рис. 3, которые показывают, что чем больше мнимая часть показателя преломления, тем быстрее сглаживаются осцилляции K_π . В [1] приведено вы-

ражение для определения предельного значения фактора эффективности обратного рассеяния:

$$\lim_{x \rightarrow \infty} K_\pi(n, x) = \left| \frac{n-1}{n+1} \right|^2. \quad (5)$$

В случае, когда $Re(n) \gg Im(n)$, $\lim_{x \rightarrow \infty} K_\pi(1,33, x) \approx 0,02$. Проведенные расчеты при $n = 1,33 - i \cdot 10^{-5}$ (рис. 3, з) показывают, что для $x > 24000$ $K_\pi(n, x) \leq 0,04$, т.е. близок к своему асимптотическому пределу.

2. Рассеяние на воздушных пузырях в воде

Проблема микроструктуры воздушных пузырей в воде очень слабо представлена в доступной научной, справочной и периодической печати, по-видимому, вследствие ее недостаточной разработанности. Поэтому представленные в статье две микрофизические модели В1 и В2 воздушных пузырей в воде построены на сугубо эвристическом подходе и не претендуют на их точную адекватность реальным средам. Основные параметры моделей основываются на экспериментальных данных, представленных в [10–11]. Приведем кратко основные из них. В обрушивающихся морских волнах происходит захват конечных объемов воздуха, вследствие этого в воде появляется большое число пузырьков. Пузырьки могут возникать также при падении дождевых капель на поверхность моря и при таянии снежинок. В результате экспериментов, проведенных авторами [12] (краткий анализ которых приведен в [10]), было обнаружено:

- самые большие пузырьки имели диаметр 1500 мкм;
- самые маленькие пузырьки, достигающие поверхности океана, были около 100 мкм в диаметре;
- большинство пузырьков имеют диаметр меньше 200 мкм;
- при ударе дождевой капли о морскую поверхность возникает пузырек диаметром около 50 мкм;
- при таянии снежинок образуются пузырьки со средним диаметром около 40 мкм.

В связи с этим предполагалось, что распределение пузырьков по размерам в рамках моделей В1 и В2 описывается модифицированным гамма-распределением с функцией плотности вероятности (1). Параметры распределения α и γ были взяты такими же, что и для модели облака С6 [4], поскольку основная часть капель в данном облаке и пузырей в воде имеет диаметр меньше 200 мкм. Значения всех параметров для моделей В1 и В2 приведены в табл. 3.

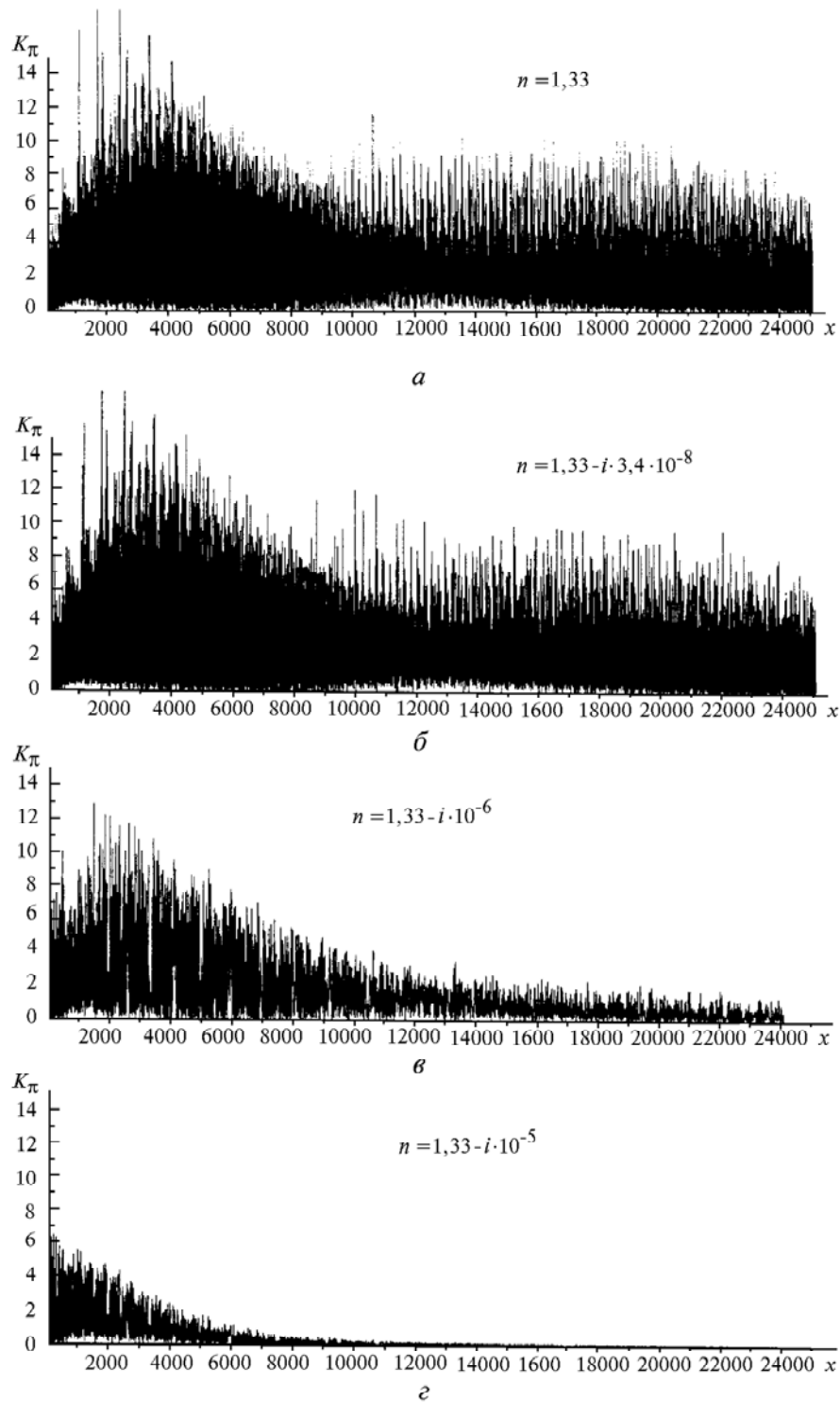


Рис. 3. Поведение фактора эффективности обратного рассеяния K_{π} в зависимости от дифракционного параметра x для сфер с одинаковой вещественной $\text{Re}(n) = 1,33$ и разными $m = \text{Im}(n)$ – мнимыми частями показателя преломления n : $m = 0$ (а); $m = 34 \cdot 10^{-9}$ (б); $m = 10^{-6}$ (в); $m = 10^{-5}$ (г)

Таблица 3

Микрофизические параметры для моделей пузырьков

Модель	$N, \text{см}^{-3}$	a	$r_m, \text{МКМ}$	$r_{\text{max}}, \text{МКМ}$	$r_{\text{экв}}, \text{МКМ}$	α	γ	$\beta_{\text{скл}}, \text{км}^{-1}$
B1	1	0,0005	20	750	50	2	1	5,2021
B2	1	$6,25 \cdot 10^{-5}$	0	750	100	2	1	19,410

Были проведены расчеты для излучения с длинами волн 0,355; 0,532 и 0,68 мкм, которые наиболее часто используются при зондировании поверхности океана [13]. Выяснилось, что поведение всех четырех элементов матрицы рассеяния у обеих моделей имеет одинаковый характер для всех длин волн, за исключением значений P_{11} для малых углов рассеяния. Поэтому ввиду ограниченности журнальной публикации в данной статье представлены модельные оценки матрицы рассеяния для излучения с длиной волны только 0,68 мкм (рис. 4).

Характерной особенностью рассеяния на пузырьках в воде является яркое проявление радуги первого порядка вблизи $\theta = 75^\circ$ и слабое проявление радуги второго порядка вблизи $\theta = 86^\circ$ (рис. 4, б). Отсутствие

глубокого минимума между двумя радугами у пузырьков, который присутствует у капель, можно объяснить дифракционным вкладом в рассеяние на данном интервале углов. Интересно отметить, что элемент P_{34}/P_{11} имеет существенно ненулевые значения в широком диапазоне углов рассеяния $50^\circ < \theta < 80^\circ$ (рис. 4, д), что объясняется, по-видимому, присутствием полного внутреннего отражения при первом прохождении излучением границы раздела вода – воздух. В последней колонке табл. 3 приведены значения коэффициентов ослабления (равного коэффициенту рассеяния) для каждой модели пузырьков в воде, вычисленные по теории Ми. Полное ослабление в воде с пузырьками будет происходить из-за рассеяния на пузырьках и поглощения в воде.

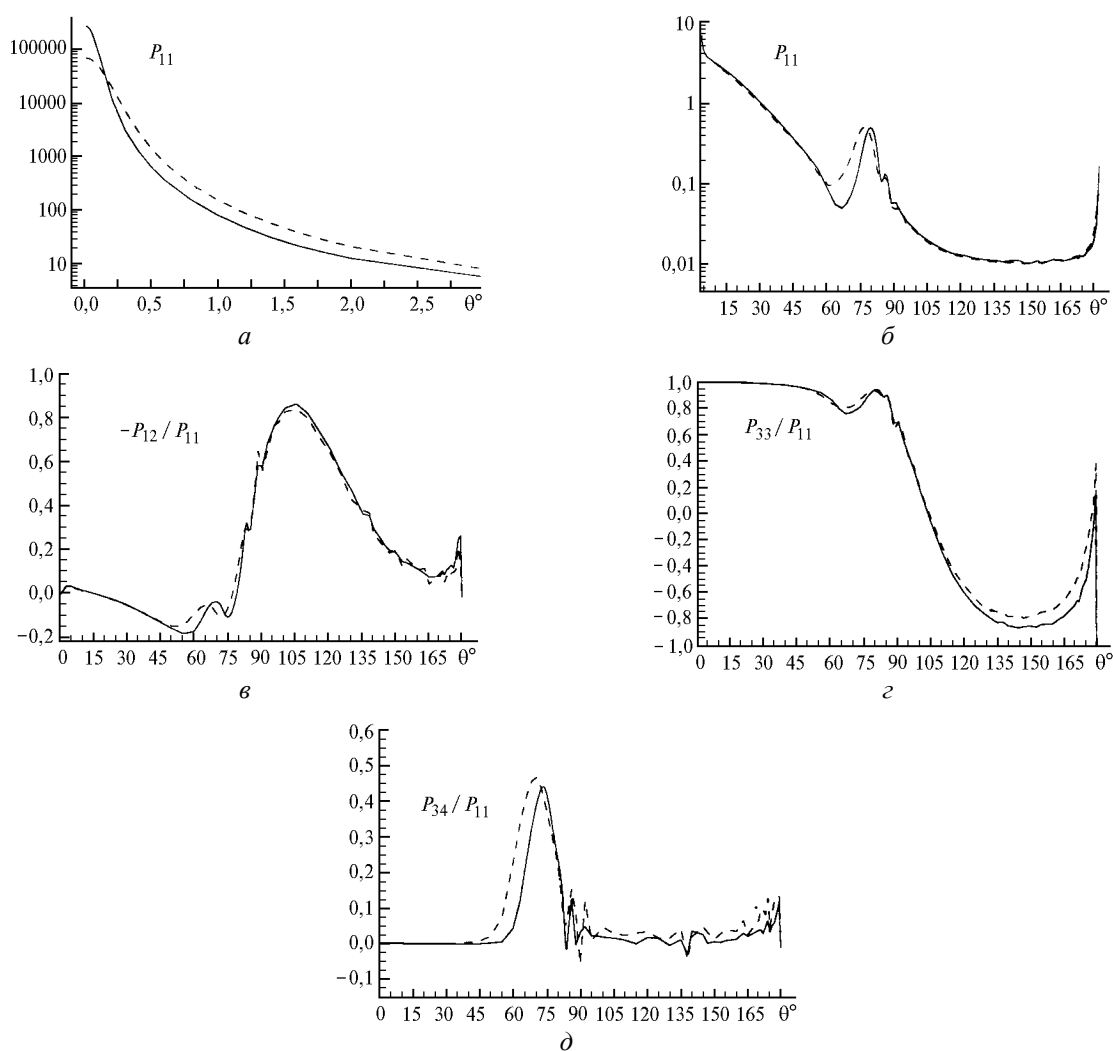


Рис. 4. То же, что и на рис. 1, для пузырьков в морской воде: модель В1 – прерывистая кривая; модель В2 – сплошная кривая

На рис. 5 представлено поведение K_{ext} – фактора эффективности ослабления излучения воздушными пузырьками в воде (кривая 1) и водяными каплями в воздухе (кривая 2), в зависимости от дифракционного па-

раметра x . Показатель преломления воды n предполагался равным 1,33. Из поведения кривой K_{ext} видно, что для ансамбля крупных воздушных пузырей в воде приближение для оценки коэффициента ослабления

вида (3), использующее допущение $K_{\text{ext}} \approx 2$, которое приемлемо для водяных капель в воздухе, будет давать в этом случае меньшую погрешность. Отсутствие ряби на кривой экстинкции у воздушной сферы объясняется отсутствием наведенных мультиполей внутри неё, так как именно их резонансы ответственны за рябь в случае $\text{Re}(n) > 1$, где n – относительный показатель преломления сферы к окружающей среде.

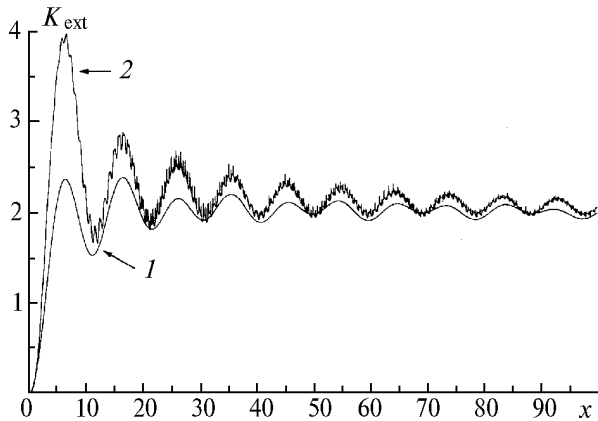


Рис. 5 Поведение фактора эффективности ослабления K_{ext} в зависимости от дифракционного параметра x для воздушных сфер в воде – кривая 1, для водяных сфер в воздухе – кривая 2

Институт оптики атмосферы СО РАН,
Томск

Поступила в редакцию
28 апреля 1998 г.

D.N. Romashov. Scattering Phase Functions for Models of Large Spherical Particles Ensembles.

The computer simulation of the scattering phase function for the visible spectral range radiation is presented both for the case of large water spheres in the air and for air bubbles in water. Two models of rain differing in parameters of the drops size distribution functions, as well as two models of the water-suspended bubbles differing in width of the size distribution spectra, are treated in the paper. The peculiarities of angular dependence of the scattering function elements are analyzed for two types of medium. A distinct manifestation of rainbow of the first order and very weak one of the second order is shown for the suspended bubbles, which, contrary to the water spheres, are located within the scattering front halfspace. An influence of the imaginary part of the refraction index on the behaviour of factors of the scattering and backscattering efficiency at great values of the diffraction parameter (from 100 to 24 000) is investigated for water spheres.

Предполагается, что приведенные в работе расчеты и их анализ будут полезны для специалистов, исследующих закономерности переноса излучения в атмосфере и океане, чтобы дополнительно учитывать поправки на присутствие вышеуказанных фракций.

1. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. М.: Мир, 1971. 165 с.
2. Креков Г.М., Рахимов Р.Ф. Оптико-локационная модель континентального аэрозоля. Новосибирск: Наука, 1982. 198 с.
3. Зуев В.Е., Креков Г.М. Оптические модели атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1986. 256 с.
4. Баженов О.Е., Касьянов Е.И., Ромашов Д.Н. // Оптика атмосферы и океана. 1992. Т. 5. № 3. С. 232–238.
5. Полякова Е.А. Исследование метеорологической дальности видимости в дождях // Труды ГГО. 1960. Вып. 100. С. 52–59.
6. Peltoniemi J.K., Lumme K., Muinonen K., Irvin M.V. // Appl. Opt. 1989. V. 28. № 19. P. 4088–4095.
7. Seltman J. // Geophys. u. Veroff. d. KMU. Leipzig. Bd. III, H. 2. Berlin, 1985. S. 171–185.
8. Акулинин А.А. // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 6. С. 127–129.
9. Кондратьев К.Я., Биненко В.И. Влияние облачности на радиацию и климат. Л.: Гидрометеиздат, 1984. 240 с.
10. Гегузин Я.Е. Пузыри. М.: Наука, 1985. 173 с.
11. Перри А.Х., Дж.М. Уокер. Система океан – атмосфера. Л.: Гидрометеиздат, 1979. 195 с.
12. Blanchard D.C., Woodcock A.H. // Tellus. A quarterly journal of geophysics. 1957. V. 9. № 2. P. 146–158
13. Оптика океана. Прикладная оптика океана. Т. 2. М.: Наука, 1983. 237 с.