

и в работе [7]. Из анализа экспериментальных результатов следует, что диаметры соударений из измерений ширины спектральной линии, за исключением одного случая, больше диаметров соударений, полученных из кинетической теории газа.

Полученные экспериментальные данные о коэффициентах уширений линий, обусловленных соударениями молекул  $\text{NO}_2\text{—NO}_2$ ,  $\text{NO}_2\text{—NO}$ ,  $\text{NO}_2\text{—N}_2$ , а также коэффициенте уширения линии окиси азота, соответствующего переходу  $J=1/2 \rightarrow 3/2$  из-за соударений  $\text{NO—NO}_2$  в разумных пределах согласуются с теоретическими результатами, полученными при учете диполь-дипольного и диполь-квадрупольного взаимодействия.

### Литература

- [1] G. D. T. Teywani, J. Chem. Phys., 57, 4676, 1972.
- [2] R. M. Less, R. F. Curl, J. G. Baker, J. Chem. Phys., 45, 2037, 1966.
- [3] А. Е. Башаринов, А. А. Калинин. ПТЭ, 2, 134, 1973.
- [4] Г. У. Вебб. Окислы азота, поглощение их и переработка. Харьков, 1931.
- [5] Справочник азотчика, т. II. Изд. «Химия», М., 1969.
- [6] С. Чепмен, Т. Д. Каулинг. Математическая теория неоднородных газов. ИЛ, 1960.
- [7] I. P. Frensch, T. E. Arnold, J. Chem. Phys., 48, 5720, 1968.

Поступило в Редакцию 2 апреля 1974 г.

УДК 535.36

## АСИМПТОТИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ ИНДИКАТРИС ПОЛИДИСПЕРСНЫХ СИСТЕМ И ОЦЕНКА ГРАНИЦ СПЕКТРА РАЗМЕРОВ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ

И. Э. Наац

Известно, что поведение индикатрисы рассеяния в области малых углов существенно зависит от особенностей спектра размеров в области больших частиц. Этот факт использовался в ряде работ для определения спектра размеров [1]. Оставляя в стороне вопрос о том, в какой степени содержательна такая задача, т. е. в какой степени индикатриса в области малых углов информативна о распределении частиц по размерам в целом, отметим, что вполне корректна постановка задачи по определению правой границы искомого распределения. Знание границ аэрозольных распределений необходимо для решения обратных задач аэрозольного светорассеяния при оптическом зондировании атмосферы [2]. Аэрозольная индикатриса рассеяния  $\mu(\theta)$  может быть представлена полидисперсным интегралом

$$\mu(\theta) = \int_{r_1}^{r_2} Q(r, \theta) s(r) dr, \quad (1)$$

где  $s(r) = \pi r^2 n(r)$  — распределение геометрического сечения по размерам частиц в единичном рассеивающем объеме и  $Q(r, \theta)$  — функция углового рассеяния на одной частице. Тогда в предположении сферичности частиц имеет место следующее асимптотическое соотношение:

$$\lim_{\theta \rightarrow 0} \left\{ -\frac{1}{\theta} \frac{\mu'(\theta)}{\mu(\theta)} \right\} = \frac{1}{2} \left( \frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \frac{\bar{r}^4}{\bar{r}^2}, \quad (2)$$

где  $\lambda$  — длина волны рассеянного света,  $\bar{r}^2$  и  $\bar{r}^4$  — соответственно второй и четвертый моменты распределения  $s(r)$ . Доказательство (2) основано на том, что при  $\theta \rightarrow 0$  и  $\rho = 2\pi r/\lambda \rightarrow \infty$   $Q(r, \theta) \rightarrow (1/4\pi) \rho^2 F(z)$ , где  $F(z) = (2J_1(z)/z)^2$  и  $z = \theta \rho$  [3]. При этом не делается никаких предположений о характере распределения  $s(r)$ , за исключением суммируемости интеграла (1) при  $r_2 \rightarrow \infty$ .

Правая часть в соотношении (2) определяется только спектром размеров. В связи с этим можно говорить, что индикатриса  $\mu(\theta)$  при  $\theta \rightarrow 0$  «вскрывает» посредством (2) свойства распределения  $s(r)$ . Величину  $\bar{r}^4/\bar{r}^2$  можно рассматривать как меру «вытянутости» распределения  $s(r)$  в область больших частиц и использовать для оценки правой границы спектра размеров. Ниже будем рассматривать функцию  $\zeta(\theta) = (-1/\theta) (\mu'(\theta)/\mu(\theta))$ . Можно строго показать, что  $\zeta(\theta)$  стремится к значению  $\zeta(0)$  при  $\theta \rightarrow 0$  равномерно снизу и, следовательно, для любого конечного (но достаточно малого)  $\theta$   $\zeta(\theta)$  дает оценку  $\bar{r}^4/\bar{r}^2$  снизу. Для примера на рисунке представлены кривые  $\mu(\theta)$  и  $\zeta(\theta)$  для трех длин волн ( $\lambda_1 = 0.345$ ,  $\lambda_2 = 0.69$ ,  $\lambda_3 = 1.06$  мкм). В расчетах  $\mu(\theta)$



использовалось экспериментальное распределение  $n(r)$ , рекомендуемое в [4] в качестве модельного для аэрозоля приземного слоя. Примеры показывают, что эффективность оценки  $\bar{r}^4/r^2$  зависит от  $\lambda$  при данном  $\theta$  и тем выше, чем больше  $\lambda$ . Это объясняется тем, что скорость сходимости  $\xi(\theta)$  к  $\xi(0)$  определяется величиной  $z = \theta r_2$ .

Наиболее просто оценка значения  $r_2$  по величине  $\bar{r}^4/r^2$  осуществляется в предположении, что спектр размеров в интервале  $[r_1, r_2]$  имеет степенной характер, т. е.  $n(r) \approx ar^{-\nu}$ .

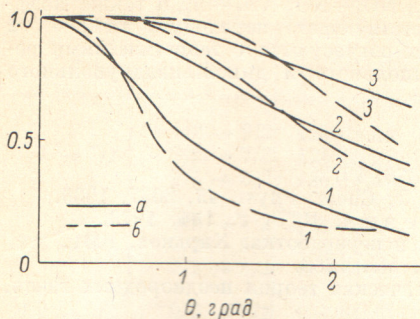
В этом случае, как нетрудно показать,

$$\frac{\bar{r}^4}{r^2} \approx r_2^2 \frac{5-\nu}{7-\nu} \quad (3)$$

при  $\nu < 5$  и  $r_1 \ll r_2$ . Тогда, используя (2) с учетом отмеченных выше свойств функции  $\xi(\theta)$ , получим оценку  $r_2$  в виде

$$r_2 > r_2^*(\theta) = \frac{\lambda}{2\pi} \left\{ 2\xi(\theta) \frac{7-\nu}{5-\nu} \right\}^{1/2} \quad (4)$$

Примеры углового хода аэрозольных индикатрис  $\mu(\theta)$  (а) (приземный слой [4]) и соответствующих характеристик  $\xi(\theta)$  (б) при малых  $\theta$  для трех длин волн: 0.345 (1), 0.69 (2), 1.06 мкм (3).



Величину  $r_2^*$  можно рассматривать как наибольший радиус частиц, выявляемый в измерениях углового хода индикатрисы вплоть до малого угла  $\theta$ . Расчеты показывают, что соотношение (4) вполне эффективно оценивает границу распределений  $r_2$ , если  $\theta$  взяты достаточно малыми, например около  $20 \div 30'$ , как это имеет место в экспериментах Горчакова [5]. С увеличением угла  $\theta$  эффективность оценки падает, если при этом не увеличивается  $\lambda$ .

В заключение приведем пример анализа углового хода индикатрисы, измеренной в приземном слое [6] на  $\lambda = 1.01$  мкм. Значения  $\mu(\theta)$  и  $\xi(\theta)$  представлены в таблице

	$\theta$ , град.			
	2	4	6	7
$\mu(\theta)$	8.12	3.16	1.79	1.16
$\xi(\theta)$	480	183	95	53

Используя формулу (4) для  $\theta = 2^\circ$ , находим  $r_2^* = 8.7$  мкм при  $\nu = 4$ . В данном примере индикатриса  $\mu(\theta)$  очень близка к рассчитанной в численном примере (кривая 3 на рисунке), для которой величина  $r_2 \approx 10$  км и получается из (4) при угле зондирования  $\theta = 1^\circ$ . Отметим, что оценка  $r_2^*$  весьма устойчива при вариации параметра  $\nu$ . Обратное, однако, уже не справедливо и поэтому оценка  $\nu$  из (4) при априорном задании  $r_2$  менее эффективна. Тем не менее в ряде случаев такая оценка может представлять определенный интерес. В частности, полагая в данном примере  $r_2 \geq 10$  мкм, найдем  $\nu^* \leq 4.5$ . При уменьшении  $\theta$  оценка  $\nu^*$  будет уменьшаться.

### Литература

- [1] К. С. Ш и ф р и н. Сб. «Теоретические и прикладные проблемы рассеяния света». Изд. «Наука и техника», Минск, 1971.
- [2] И. Э. Н а а ц. Опт. и спектр., 35, 5, 1973.
- [3] К. С. Ш и ф р и н. Рассеяние света мутной средой. Гостехиздат. М., 1951.
- [4] К. Я. К о н д р а т ь е в. Влияние аэрозоля на перенос излучения, возможные климатические последствия. Изд. ЛГУ, Л., 1973.
- [5] Г. И. Г о р ч а к о в, А. А. И с а к о в, В. Н. С и д о р о в. Тез. докл. X Всес. конф. по распространению радиоволн. Изд. «Наука», М., 1972.
- [6] А. И. И в а н о в, Б. Т. Т а ш е н о в, И. А. Ф е д у л и н. Сб. «Рассеяние света в земной атмосфере». Изд. «Наука», Алма-Ата, 1972.

Поступило в Редакцию 5 апреля 1974 г.