

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍԱԾ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿADEMİA АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

ВЗАЙМНОЕ УПРАВЛЕНИЕ
СООБЩЕНИЯ БЮРАКАНСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

XXXVII

B P B 4, 0, 7

1961

E P E B A H

Պատասխանատու խմբագիր Ա. Հ. ՀԱՄԲԱՐՁՈՒՄՅԱՆ
Ответственный редактор В. А. АМБАРЦУМЯН

Г. М. Айвазян

К ВОПРОСУ ОСЛАБЛЕНИЯ РАДИАЦИИ 400—1000 μ В ПОЛИДИСПЕРСНЫХ ОБЛАКАХ И ТУМАНАХ*

Во время исследований спектральной прозрачности облаков и туманов для радиации 400—1000 μ возникает вопрос о сравнении экспериментальных данных с теоретическими. Как известно, теоретическая зависимость рассчитывается на материале измеренной микроструктуры тумана отдельно для каждого случая распределения капель по размерам, что связано с интегрированием и отнимает много времени. В настоящей работе предлагается простая форма теоретического расчета, позволяющая без интегрирования, по среднему параметру распределения:

- а) рассчитать спектральный коэффициент ослабления,
- б) оценить непосредственно величину дисперсии, т. е. на сколько процентов радиация одной длины волны лучше проходит через туман, чем радиация другой длины волны.

Задача решается при рассмотрении вопроса о возможных величинах дисперсии аномального** хода спектрального коэффициента ослабления радиации 400—1000 μ в естественных облаках и туманах.

* Работа докладывалась геофизическому семинару Эльбрусской экспедиции ИПГ АН СССР в августе 1953 года (частично в сентябре 1957 г.) и вошла в окончательный отчет по заданию „Эльбрус“—Эльбурская экспедиция ИПГ АН СССР, г. Нальчик, 1958.

** Под аномальным эффектом ослабления подразумевается уменьшение прозрачности с увеличением длины волны радиации.

§ 1. Теория рассеяния на каплях тумана

Световой поток интенсивностью I_0 , пройдя в тумане расстояние l , ослабляется, как известно, по закону:

$$I = I_0 e^{-\alpha l}, \quad (1)$$

где α — коэффициент ослабления, который учитывает поглощение и рассеяние. В области спектра 400—1000 мкм абсолютное поглощение мало, поэтому в дальнейшем под α будет подразумеваться коэффициент рассеяния.

Для сферических капель коэффициент рассеяния [1] рассчитывается по формуле:

$$\alpha = \pi r^2 N K(\rho) \quad (2)$$

$$\rho = \frac{2\pi r}{\lambda},$$

где N — число капель радиуса r в единице объема, а $K(\rho)$ — сложная функция параметров r и λ , впервые вычисленная Стреттоном и Хаутоном [2] для капель воды с комплексным показателем преломления $m = 1,33$. График зависимости $K(\rho)$, из работы [3] изображен на рис. 1.

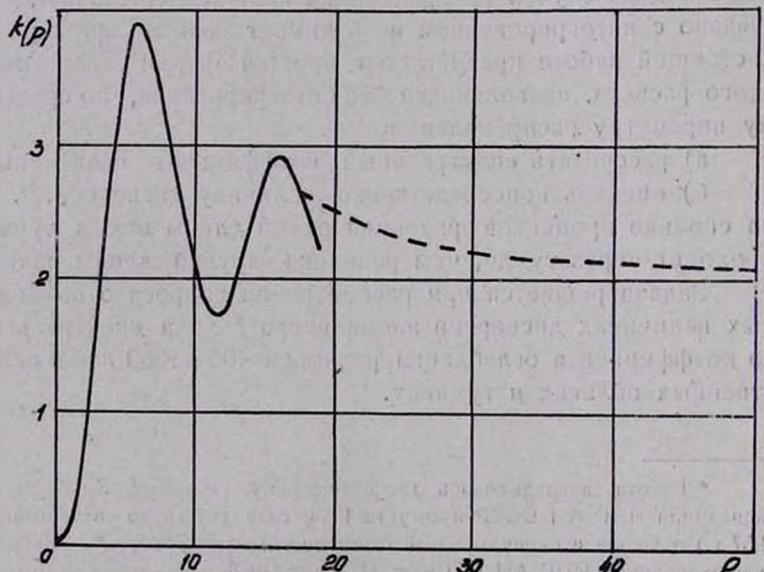


Рис. 1. Кривая $K(\rho)$ по Хаутону и Чалкеру с аппроксимацией Ван-дер-Холста (пунктир)

Как известно, полидисперсный туман характеризуется широким спектром размеров капель. Поэтому спектр капель разбивается на интервалы $r, r + dr$ (всего u интервалов), и спектральный коэффициент рассеяния рассчитывается как сумма по всем u интервалам:

$$\alpha_\lambda = \pi \sum r_s^2 n_s \cdot K(r_s) \quad (3)$$

Так как коэффициент рассеяния связан с поверхностью капель, то для характеристики дисперсности среды можно рассмотреть, в виде некоторого приближения, средне-квадратичный радиус среды, r_s . Тогда предположим, что α_λ можно представить в виде:

$$\alpha_\lambda = \pi r_s^2 N K(r_s \lambda) \quad (4)$$

Ниже мы сравним расчеты α_λ по формулам (3) и (4) и покажем, что для определенных значений r_s , вместо формулы (3) можно приближенно пользоваться формулой (4).

Для вычисления α_λ по формуле (3) необходимо знать n_s , т. е. функцию распределения капель по размерам. А. Х. Хргиан и Н. П. Мазин [4] показали, что экспериментальные данные по распределению капель сравнительно хорошо аппроксимируются формулой:

$$n(r) = A r^2 e^{-br}, \quad (5)$$

где A и b – постоянные, зависящие от физических характеристик самого облака. Распределение (5) является частным видом четырехпараметрической функции [6] вида:

$$\frac{dn}{dr} = Ar^k e^{-br}. \quad (6)$$

При $k=2$ и $\gamma=1$ из формулы (6) получаем распределение (5).

§ 2. Результаты расчетов

Из многочисленных спектров распределений капель по размерам, полученных в Эльбруссской экспедиции ИПГ АН

СССР под руководством канд. тех. наук Л. М. Левина* отобрано 12 опытов с мелкокапельной структурой $d_2 < 10 \mu$ (см. табл. 1 и 2), где d_2 —средне-квадратичный диаметр капель. Каждый опыт (см. табл. 2) представляет осреднение 4—8 спектров (см. табл. 1), измеренных один за другим за время не менее часа в устойчивом облаке. Это позволило строить выводы не на случайном материале отдельных спектров, а основываться на явление, встречающееся в естественных условиях за продолжительное время.

Таблица 1

| № опыта | Число, ме-сяц, год | Время | | N в 1 см ³ | Кол-во спектров | d_2 в μ | Q_1 % | Q_2 % | k |
|---------|--------------------|-------------|-------|----------------------------|--------------------|------------------|------------|------------|-----|
| | | нача- ло | конец | | | | | | |
| 1 | 15.09.54 | 19.15 | 20.15 | 666 | 7 | 6.56 | 9.5 | 18.5 | 8 |
| 2 | 13.09.54 | 16.57 | 18.15 | 66 | 8 | 7.55 | 7 | 14 | 6 |
| 3 | 29.07.54 | 16.40 | 17.34 | 615 | 7 | 6.83 | 8.7 | 16.8 | 2 |
| 4 | 29.07.54 | 17.38 | 18.39 | 222 | 8 | 9.87 | 3.5 | 7.8 | 6 |
| 5 | 17.07.55 | 18.00 | 19.30 | 437 | 7 | 6.3 | 10.2 | 19.2 | 6 |
| 6 | 17.08.55 | 18.15 | 19.15 | 400 | 5 | 7.71 | 6.3 | 12.5 | 6 |
| 7 | 17.08.55 | 19.45 | 20.30 | 310 | 4 | 8.22 | 5.8 | 11.8 | 6 |
| 8 | 01.09.55 | 18.45 | 19.45 | 350 | 4 | 9.6 | 4.3 | 9.1 | 8 |
| 9 | 01.09.55 | 19.00 | 20.45 | 242 | 8 | 8.13 | 6 | 12 | 8 |
| 10 | 02.09.55 | 18.30 | 20.15 | 324 | 7 | 8.14 | 5.9 | 12 | 4 |
| 11 | 05.09.55 | 18.45 | 19.45 | 491 | 5 | 7.35 | 7.6 | 11.6 | 8 |
| 12 | 08.10.55 | 17.45 | 19.00 | 162 | 6 | 9.36 | 4 | 7.8 | 8 |

Если принять в формуле (6) $\gamma = 1$, то значения k для всех спектров окажутся в интервале $2 < k < 8$.

Для построения кривой спектрального коэффициента рассеяния, по формуле (3) и отдельному опыту из табл. 2 рассчитывались 13 значений α_λ , соответствующих 13 значениям λ из диапазона 400—1000 мкм (с интервалом 50 мкм). Кривые α_λ для 6 опытов приведены на рис. 2. Цифрами обозначены номера опытов согласно табл. 2. Легко заметить, что все кривые α_λ имеют аномальный ход.

* Подробное описание методики забора проб и обработки микроструктурного материала см. в работе [7].

Таблица 2

Средняя концентрация частиц в процентах

| Диаметр капель в μ | Н о м е р а о п ы т о в | | | | | | | | | | | |
|------------------------------|---------------------------|-------|------|------|-------|-------|-------|------|------|------|-------|------|
| | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 |
| 4—6 | 50,73 | 38,73 | 55,4 | 17,9 | 56,48 | 32,5 | 32,5 | 16,7 | 25,2 | 34,5 | 31,2 | 11,3 |
| 6—8 | 34,2 | 30,83 | 25,6 | 18,7 | 30,00 | 31,3 | 30,3 | 25,6 | 29,1 | 28,2 | 39,00 | 27,8 |
| 8—10 | 12,7 | 18,88 | 10,9 | 25,7 | 9,35 | 19,00 | 20,00 | 27,6 | 25,6 | 19,2 | 22,7 | 28,7 |
| 10—12 | 2,5 | 8,33 | 4,6 | 20,4 | 3,15 | 11,4 | 9,6 | 22,6 | 12,6 | 9,8 | 5,85 | 18,7 |
| 12—14 | 0,5 | 3,11 | 1,7 | 8,45 | 0,78 | 3,88 | 3,93 | 7,3 | 3,5 | 5,14 | 1,02 | 9,5 |
| 14—16 | | 1,03 | 0,89 | 4,5 | 0,13 | 1,14 | 2,22 | 2,08 | 0,65 | 2,03 | 0,18 | 3,4 |
| 16—18 | | 0,12 | 0,57 | 2,5 | 0,01 | 0,4 | 0,88 | 0,53 | 0,18 | 0,64 | 0,04 | 0,7 |
| 18—20 | | 0,06 | 0,19 | 0,86 | 0,02 | 0,04 | 0,45 | 0,1 | 0,02 | 0,14 | | 0,13 |
| 20—22 | | | 0,11 | 0,48 | 0,01 | | 0,15 | 0,03 | | 0,17 | | 0,03 |
| 22—24 | | | | 0,25 | 0,01 | 0,04 | 0,04 | | | | | |
| 24—26 | | | | 0,02 | | | | 0,05 | | | | |
| 26—28 | | | | | | | 0,04 | 0,05 | | | 0,6 | |
| 28—30 | | | | | | | | 0,02 | | | | |

Для оценки дисперсии в пределах каждой кривой рассматривается величина:

$$Q = \left(1 - \frac{\alpha_{400}}{\alpha_x} \right) \cdot 100\%, \quad (7)$$

показывающая на сколько процентов коэффициент рассеяния при $\lambda = 400 \text{ m}\mu$, т. е. α_{400} меньше коэффициента рассеяния для любой длины волны α_x , где $x > 400 \text{ m}\mu$.

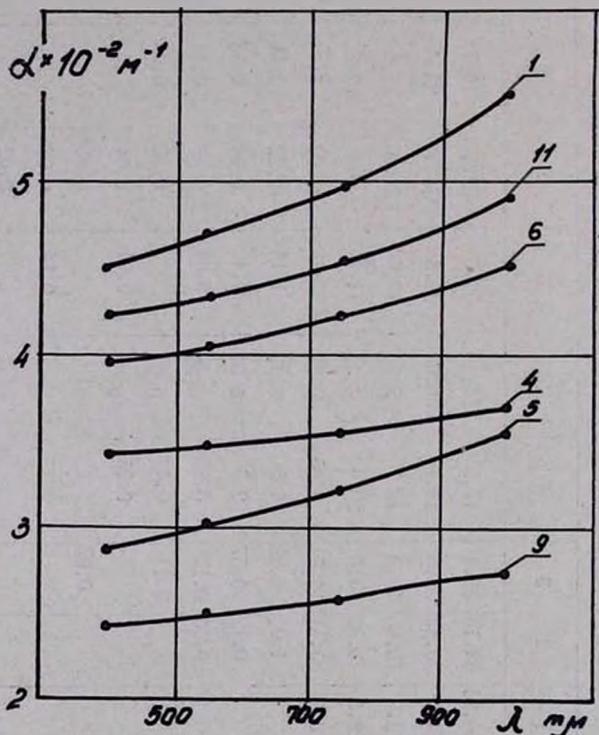


Рис. 2. Спектральная зависимость коэффициента рассеяния

В табл. 1 приведены значения Q_1 и Q_2 , рассчитанные соответственно для $x_1 = 750 \text{ m}\mu$ и $x_2 = 1000 \text{ m}\mu$. Максимального значения Q_1 и Q_2 достигают в пятом опыте: соответственно 10,2 и 19,2%. Это означает, что при одинаковых условиях прохождения радиации через туман, синие лучи ($\lambda = 400 \text{ m}\mu$) ослабляются на 10,2% слабее, чем красные лу-

чи ($\lambda=700 \mu\mu$) и на 19,2% слабее, чем инфракрасные лучи ($\lambda=1000 \mu\mu$).

Согласно табл. 1, найдена корреляция величин Q_1 и Q_2 со среднеквадратичным диаметром среды. Значения $Q_1(d_2)$ и $Q_2(d_2)$ для всех опытов (см. табл. 1) приводятся на рис. 3 (точки). На этом же рисунке сплошной линией нанесены

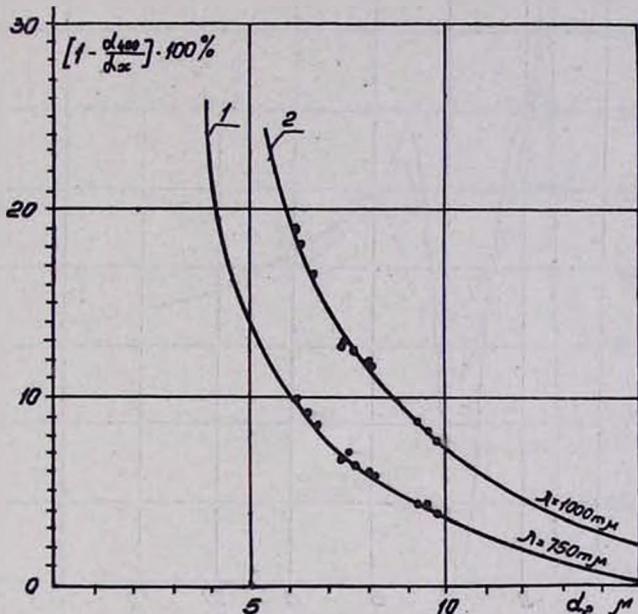


Рис. 3. Зависимость Q от d_2 . 1 — $x_1 = 750 \mu\mu$, 2 — $x_2 = 1000 \mu\mu$

функции $Q_1(d_2)$ и $Q_2(d_2)$, рассчитанные по формуле (4) для тех же опытов. Если расчеты по формулам (3) и (4) совпадают, то точки должны ложиться на плавные кривые. Легко заметить, что имеется хорошее совпадение данных. Кроме того, сравнение величин a_{400} , рассчитанных по формулам (3) и (4), показало, что различие это незначительно и не превышает $\pm 2\%$. А при проверке тождественности формул (3) и (4) на 88 спектрах получил результат идентичный вышеуказанному. Таким образом, для радиации 400–1000 $\mu\mu$ и полидисперсных туманов с $d_2 > 6,3 \mu$, можно пользоваться формулой (4) с точностью $\pm 2\%$. Причем, рас-

четы по формуле (4) верны независимо от вида функции распределения капель по размерам, так как при доказательстве тождественности (3) и (4) использовались распределения с произвольным значением k в формуле (6).

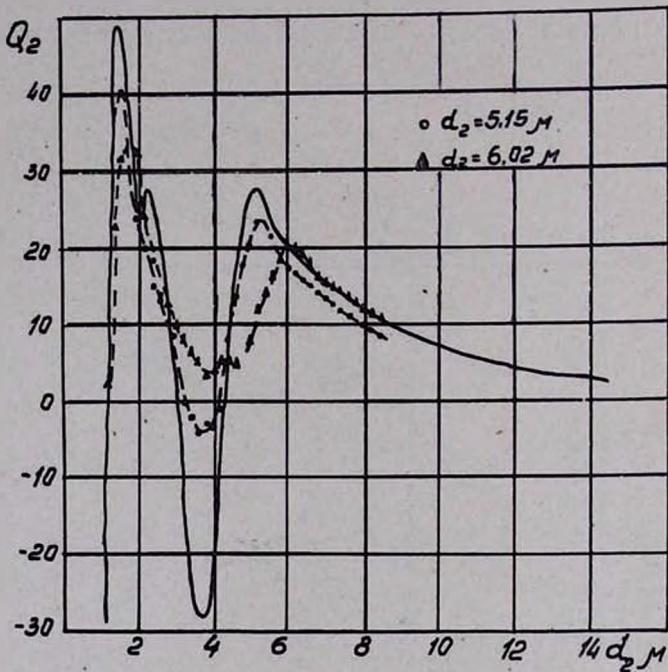


Рис. 4. Зависимость Q_2 от d_2

Остановимся на возможности экстраполяции формулы (4) на распределения с $d_2 < 6,3 \mu$, или все равно, что на применении (4) для обычных распределений и радиации с $\lambda > 1,0 \mu$. В данном случае значения $Q(d_2)$ по формуле (3) рассчитывались следующим образом. Для i значений d_2 (обозначим их d_{2i}) из диапазона $0,2\mu < d_{2i} \leq 9\mu$ (через $0,2 \mu$) и длин волн $\lambda' = 400 \text{ m}\mu$ и $\lambda'' = 1000 \text{ m}\mu$ определялись величины ρ_i (см. (2)) — соответственно ρ'_i и ρ''_i . По известному распределению $d_2 = \text{const}$ и значениям ρ_i и ρ'_i находились λ'_i и λ''_i . В дальнейшем для каждого из λ_i по формуле (3) и рас-

пределению $d_2 = \text{const}$ определялись α_{λ_i}' и α_{λ_i}'' . Дисперсия вычислялась по формуле:

$$Q_i = \left(1 - \frac{\alpha_{\lambda_i}'}{\alpha_{\lambda_i}''}\right) \cdot 100\%$$

и величины Q_i относились к заранее известным d_{2i} . Полученная таким образом зависимость $Q(d_2)$ сравнивалась с функцией $Q(d_2)$, рассчитанной по (4) для тех же пределов. На рис. 4 приведены функции $Q(d_2)$, рассчитанные по формуле (3) для распределений с $d_2 = 6,02 \mu$ и $\lambda_2 = 5,15 \mu$. Сплошной линией изображена функция $Q(d_2)$ по формуле (4). Нетрудно убедиться, что для $d_2 = 6,02 \mu$ расчеты по формулам (3) и (4) совпадают (точки ложатся на кривую) только для $d_2 > 6 \mu$. С уменьшением d_2 (т. е. для $d_2 < 6 \mu$) кривые резко расходятся. Для распределения с $d_2 = 5,15 \mu$, расчеты по (3) и (4) вообще не совпадают. Из этого следует, что формулой (4) можно пользоваться только для радиации 400—1000 $m\mu$ и распределений с $d_2 > 6,3 \mu$, если для расчетов используется кривая $K(\rho)$ Хаутона и Чалкера (см. рис. 1).

Рассмотрим теперь как меняется теоретический ход спектрального коэффициента рассеяния в зависимости от d_2 среды (см. рис. 4). В облаках и туманах с $d_2 > 17-18 \mu$ коэффициент рассеяния не меняется от длины волны радиации (400—1000 $m\mu$), т. е. следует ожидать нейтральное рассеяние. В среде с d_2 в интервале $6 < d_2 < 17 \mu$ всегда следует ожидать аномальный ход спектрального коэффициента рассеяния, а дисперсия не может превышать 18—20%. Это означает, что для распределений капель по размерам, наиболее часто встречающихся в естественных условиях ($d_2 = 6-12 \mu$), синие лучи ($\lambda = 400 \mu$) несколько лучше должны проходить через туман, чем инфракрасные ($\lambda = 1000 \mu$).

В практике часто встречается, когда за короткий промежуток времени требуется теоретически оценить величину и дисперсию коэффициента рассеяния для различных длин волн. С этой целью по формуле (4) рассчитаны функции $Q(d_2)$ для длин волн: 570 $m\mu$, 670 $m\mu$, 750 $m\mu$ и 1000 $m\mu$.

(см. рис. 5). Теперь, зная параметры распределения, достаточно по формуле (4) рассчитать α_{400} , чтобы по кривым на рис. 5 определить величину коэффициента рассеяния и дисперсию для интересующих нас длин волн.

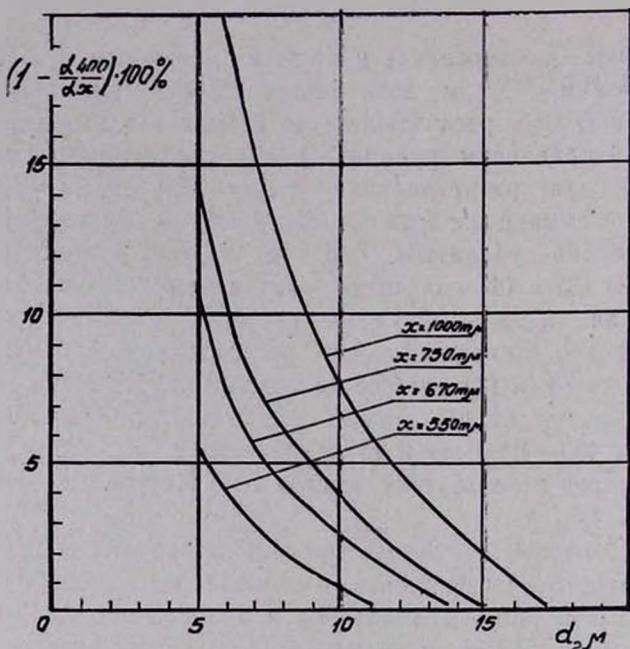


Рис. 5. Зависимость Q от d_2 для $d_2 > 6 \mu$

ВЫВОДЫ

1. При расчетах ослабления радиации 400—1000 $\mu\text{м}$ в полидисперсных облаках и туманах с $d_2 > 6 \mu$, вместо обычной формулы (3) можно пользоваться аппроксимационной формулой (4) с точностью $\pm 2\%$. Причем, можно считать, что величина и дисперсия коэффициента рассеяния не зависят от вида функции распределения капель по размерам.

2. Для распределений капель по размерам, встречающихся в естественных условиях ($6 \mu \leq d_2 \leq 15 \mu$) и подчиняющихся формуле (6) (изменение k в интервале $0 \leq k \leq 10$), теоретическая кривая спектрального коэффициента рассея-

ния ($\lambda=400-1000 \mu$) всегда имеет аномальный ход, а величина дисперсии не превышает 20%.

В заключение автор пользуется случаем поблагодарить Л. М. Левина за предоставленный для расчетов микроструктурный материал и за ряд ценных замечаний, высказанных при ознакомлении с настоящей работой.

Հ. Մ. ԱՅՎԱՋՄԱՆ

ՊՈՂԻԴԻՍՊԵՐՈ ԱՅԻՆ ԱՐԴՅՈՒՆՈՒՄ ԵՎ ՄԱԽԱԽՈՎՈՂՆԵՐՈՒՄ 400—1000 μ ՃԱՊԱԳԱՅԹՄԱՆ ԹՈՒԱՑՄԱՆ ՀԱՐՑԻ ՄԱՍԻՆ

Ա. Մ Փ Ո Փ Ո Ւ Ժ

Պողիդիսպերսային ամպերում և մառախուզներում 400—1000 μ ճառագայթման թուացման սպեկտրալ գործակիցը ընդհանրապես հաշվում են (3) բանաձեռլի: Դա առնշված է, ինտեղման հետ և շատ ժամանակ է խլում:

Ներկա աշխատությունում առաջարկվում է նոր մեթոդ (տես բանաձեւ (4)), որը հնարավորություն է տալիս առանց ինտեղման, այլ միջին պարամետրով, որը բնույթագրում է կաթիլների բաշխումը ըստ շափերի, հեշտությամբ որոշել ցրման սպեկտրալ գործակիցը և անմիջականորեն որոշել դիսպերսիայի մեծությունը, այսինքն, որոշել թե մի երկարության ալիքի ճառագայթումը բանի տոկոսով ավելի լավ է անցնում մառախուզի միջով, քան` մյուսինք: Բայց դրանից, ներկա աշխատությունում բննարկվում է այն հարցը, թե ինչպիսիք կարող են լինել ցրման գործակցի անոմալ դիսպերսիայի մեծությունները, եթե 400—1000 μ ճառագայթումը անցնում է բնական (պողիդիսպերսիային) ամպերի և մառախուզների միջով:

Աշխատությունում ցույց է տրված, որ եթե մառախուզի միջքառակուսային տրամագիծ $d_2 > 6\mu$, այդ դեպքում (3) և (4) բանաձեւներով հաշվումների տարրերությունը $\pm 20\%$ չի անցնում, իսկ ցըրման գործակցի մեծությունը և դիսպերսիան ընդհանրապես, կաթիլները ըստ շափերի բաշխելու ֆունկցիայի տեսակից կախում չունեն (տես (6)):

Հայտնագործված է, որ բնական ամպերում և մառախուզներում ($6\mu \leq d_2 \leq 15\mu$) և բաշխումը ենթարկվում է (6) բանաձեւին) 400—

1000 m ճառագայթման թուղացման դեպքում, ցրման սպեկտրալ գործակցի տեսական կորագիծը մշտապես ունենում է անոմալ ընթացք, իսկ դիսպերսիայի մեծությունը չի կարող լինել 20 % բարձր:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Шифрин К. С. Рассеяние света в мутной среде. ГИТТЛ, 1951.
2. Stratton J. and Houghton H. Phys. Rev. 38, 159, 1931.
3. Houghton H. and Chalker W. IOSA, 39, 955, 1949.
4. Хргиан А. Х. и Мазин И. П. Труды ЦАО вып. 7, 56, 1952.
5. Левин Л. М. ДАН, 6, 1045, 1954.
6. Шифрин К. С. Труды ГГО вып. 46 (108), стр. 18, 1955.
7. Левин Л. М. и Старостина Р. Ф. Труды ГЕОФИАН № 7А, 1954.

Г. М. Айвазян

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ СПЕКТРАЛЬНОГО
КОЭФФИЦИЕНТА ОСЛАБЛЕНИЯ РАДИАЦИИ 1,5—15 μ .
В ПОЛИДИСПЕРСНЫХ ОБЛАКАХ И ТУМАНАХ
С УЧЕТОМ ИЗМЕНЕНИЯ КОМПЛЕКСНОГО
ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ОТ ДЛИНЫ ВОЛНЫ
РАДИАЦИИ*

При теоретических расчетах ослабления инфракрасной (ИК) радиации облаками и туманами обычно пользуются кривой $K(\rho)$ Стреттона и Хаутона [1], рассчитанной для области спектра 0,4—0,7 μ , т. е. при $m = 1,333$ (где m — комплексный показатель преломления). Однако для радиации 1,5—15 μ , комплексный показатель преломления не равен 1,333, а меняется в зависимости от длины волны радиации λ и принимает значения в интервале $1,16 \leq m \leq 1,48$. В связи с этим неизвестно, насколько правомочно использование кривой Стреттона и Хаутона для расчетов ослабления в ИК области спектра. Может оказаться, что изменение m от 1,16 до 1,48 не сильно влияет на абсолютное значение спектрального коэффициента ослабления α_λ . Тогда окажется возможным в пределах точности расчета α_λ на основе изменившейся микроструктуры тумана обоснованно пользоваться кривой $K(\rho)$ Стреттона и Хаутона и для ИК области спектра.

Кроме того, рассмотрев вопрос о радиационных свойствах облаков с учетом изменения оптических свойств воды К. С. Шифрин [10] получил** для монодисперсного облака

* Работа докладывалась оптическому семинару Эльбрусской экспедиции ИПГ АН СССР 18 ноября 1958 года и вошла в окончательный отчет по заданию „Эльбрус“—Эльбрусская экспедиция ИПГ АН СССР, Нальчик, 1958.

** Расчеты проводились по точным формулам и были очень трудоемкими.

с радиусом $r = 6,265 \mu$ минимум коэффициента ослабления для радиации $\lambda = 11 \mu$. Но это всего лишь расчет для одного радиуса капли. Поэтому важно было знать, сохранятся ли этот минимум и для облака, встречающегося в естественных условиях, т. е. тогда когда среда полидисперсна с конкретным распределением капель по размерам.

Для решения поставленных задач возникла необходимость в расчете, хотя бы приближенном*, кривых $K(\rho)$ для различных m , соответствующих дискретным λ из диапазона $1,5-15 \mu$.

В настоящей работе применен метод подобия, разработанный К. С. Шифринным [2] для построения кривых $K(\rho)$ в ИК области спектра. Используя полученные кривые $K(\rho)$ и распределения капель по размерам, встречающиеся в естественных облаках и туманах, мы рассчитали спектральные коэффициенты ослабления радиации $1,5-15 \mu - \alpha_{\lambda}$ и сравнили их с аналогичными расчетами α_{λ} , только с использованием кривой $K(\rho)$ Стреттона и Хаутоня.

§ 1. Построение кривых $K(\rho)$ для ИК области спектра

Поток радиации, при прохождении через облако или туман, ослабляется поглощением и рассеянием на каплях воды. Коэффициент ослабления для монодисперсного тумана [2] вычисляется по формуле:

$$\alpha = \pi r^2 N K(\rho) \quad (1)$$

$$\rho = \frac{2\pi r}{\lambda},$$

где N — число капель в единице объема

r — радиус капли

λ — длина волны в μ

$K(\rho)$ — сложная функция r и λ .

В функцию $K(\rho)$ в неявной форме входит m . Величина m учитывает поглощение и рассеяние и обычно представляется в виде:

* Строгий расчет кривых $K(\rho)$ для ИК области спектра связан с определенными трудностями, поэтому до сих пор еще не осуществлен.

$$m = n(1 - ix) \text{ или } m = n - ix,$$

где n — показатель преломления,

x — индекс поглощения.

z — показатель поглощения.

Величину m нельзя рассчитать теоретически, поэтому ее определяют экспериментально — непосредственным измерением n и x .

Функция $m(\lambda)$ для воды в области спектра 1,5—15 μ (данные заимствованы из работы [3]), изображена на рис. 1. Как видно из рис. 1, кривая $m(\lambda)$ резко меняется в зависимости от λ и имеет минимум при $\lambda = 11 \mu$ ($m = 1,16$).

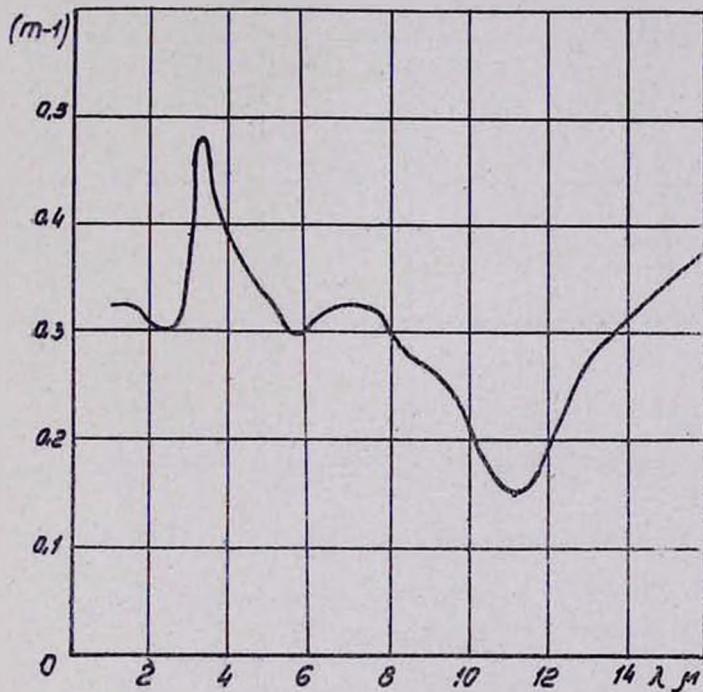


Рис. 1. Преломление тепловой радиации водой

В последнее время детальный расчет функции $K(\rho)$ при $m = 1,333$ осуществлен Пендорфом [5] (см. рис. 2). Функция $K(\rho)$ представляется осциллирующей кривой, которая для больших ρ асимптотически стремится к $K(\rho) = 2$.

Но нас интересуют кривые $K(\rho)$ для m близких к единице и не равных 1,33. Для приближенного расчета $K(\rho)$ при $m \sim 1$ можно воспользоваться свойством подобия дифракционных кривых — методом подобия [2] (стр. 218–219). Метод подобия позволяет определить положение максимумов и минимумов кривых $K(\rho)$ для различных m и находить значения $K(\rho)$ в экстремумах кривых. Для ясности обратимся к методу подобия.



Рис. 2. Коэффициент рассеяния для капель воды ($m=1,33$) Пендорфа

Как известно, для больших прозрачных капель коэффициент ослабления [2] выражается:

$$\alpha = 2\pi r^2 \left\{ 1 - \frac{4m^2}{\rho(m+1)^2(m-1)} \sin [2\rho(m-1)] \right\} . \quad (2)$$

При $m \sim 1$ из формулы (2) получаем:

$$\alpha = 2\pi r^2 \left(1 - \frac{1}{\delta} \sin 2\delta \right), \quad (3)$$

где

$$\delta = \rho (m - 1).$$

Таким образом, в случае $m \sim 1$ поведение α описывается только одним параметром δ . Сведение задачи к одному независимому параметру δ называется правилом подобия.

Если имеет место правило подобия, то положение максимумов и минимумов кривой $K(\rho)$ можно определить из условия экстремального значения α .

Формулу (3) можно переписать в виде:

$$\alpha = \alpha_0 \left(1 - \frac{1}{\delta} \sin 2\delta \right).$$

Тогда условие экстремального значения зашапится:

$$\frac{d\alpha}{d\delta} = \alpha_0 \left(\frac{1}{\delta^2} \sin 2\delta - \frac{2}{\delta} \cos 2\delta \right) = 0,$$

что приводит к уравнению* вида:

$$\operatorname{tg} 2\delta = 2\delta. \quad (4)$$

Корни уравнения (4) протабулированы (см. табл. 1) и

Таблица 1

| № | Экстремумы | 2δ | δ | δ* |
|----|------------|------|-------|------|
| 1 | I max | 4,49 | 2,25 | 2,00 |
| 2 | I min | 7,72 | 3,86 | 3,60 |
| 3 | II max | 10,9 | 5,45 | 5,40 |
| 4 | II min | 14,0 | 7,00 | 7,00 |
| 5 | III max | 17,2 | 8,60 | 8,60 |
| 6 | III min | 20,4 | 10,20 | |
| 7 | IV max | 23,5 | 11,80 | |
| 8 | IV min | 26,7 | 13,35 | |
| 9 | V max | 29,8 | 15,00 | |
| 10 | V min | 33,0 | 16,50 | |
| 11 | VI max | 36,1 | 18,00 | |
| 12 | VI min | 39,2 | 19,60 | |
| 13 | VII max | 42,4 | 21,20 | |
| 14 | VII min | 45,5 | 22,80 | |

* Формулы (4)–(6), а также табл. 1 переданы автору проф. К. С. Шифрином во время консультации в ГГО, за что автор пользуется случаем выразить свою искреннюю признательность.

приводятся в таблицах Е. Янке и Ф. Энде [6]. Таким образом, зная значения δ в любом из максимумов или минимумов можно определить положения экстремумов для любых m из выражений:

$$\rho_{\max} = \frac{\delta_{\max}}{m-1} \quad \rho_{\min} = \frac{\delta_{\min}}{m-1} \quad (5)$$

Расчеты показали [2], что уравнением (4) нельзя пользоваться для нахождения δ , когда $\rho < 24$, так как для $\rho < 24$ формула (2) дает плохое совпадение с расчетами по точным формулам. Поэтому К. С. Шифрин [2] поставил обратную задачу. Приняв кривую $K(\rho)$ Хаутона и Чалкера при $m=1,33$ за "стандартную", он по формулам (5) определил значения δ до третьего максимума. Полученные им данные приводятся в последнем столбце табл. 1 и обозначены δ^* . При сравнении δ и δ^* легко заметить, что только со второго максимума можно пользоваться значениями δ , удовлетворяющими формуле (2).

Далее, необходимо определить величины $K(\rho)$ в экстремумах кривых. Как показали расчеты, проведенные К. С. Шифриным [2] для значений $m-1$ от 0 до 0,55, величины $K(\rho)$ в главном максимуме меняются линейно в зависимости от $m-1$. Согласно К. С. Шифрину, они меняются линейно от $m-1$ и для других экстремумов. Поэтому, зная значения $K(\rho)$ при $m-1=0$ и при $m-1=0,33$, можно линейной интерполяцией найти величины $K(\rho)$ экстремумов, для интересующих нас значений $m-1$ в интервале 0—0,55. Значения $K(\rho)$ в экстремумах при $m-1=0,33$ можно взять из кривой Пендорфа (см. рис. 2). Для $m-1=0$ значения $K(\rho)$ в экстремумах находились следующим образом. В случае экстремума в формуле (3) $\sin 2\delta = 1$, т. е.

$$\alpha = 2\pi r^2 \left(1 \pm \frac{1}{\delta} \right)$$

тогда, согласно формуле (1) получаем:

$$K(\rho) = 2 \left(1 \pm \frac{1}{\delta} \right). \quad (6)$$

Данной формулой можно пользоваться для нахождения значений $K(\rho)$ в экстремумах когда, $m=1=0$, так как формула (3) получена при условии $m \sim 1$.

Используя метод подобия, мы построили кривые $K(\rho)$ для 16 значений длин волн, перекрывающих область спектра 1,5–15 μ . В табл. 2 приведены значения длин волн и соот-

Таблица 2

| № | λ в μ | m | № | λ в μ | m |
|---|-------------------|-------|----|-------------------|-------|
| 1 | 1,5* | 1,323 | 9 | 7,0 | 1,327 |
| 2 | 2,0* | 1,304 | 10 | 8,0 | 1,292 |
| 3 | 3,0* | 1,415 | 11 | 9,0* | 1,270 |
| 4 | 3,2* | 1,480 | 12 | 10,0 | 1,210 |
| 5 | 3,4* | 1,438 | 13 | 11,0* | 1,157 |
| 6 | 4,5* | 1,342 | 14 | 12,0 | 1,210 |
| 7 | 5,47* | 1,297 | 15 | 13,0 | 1,300 |
| 8 | 6,0* | 1,312 | 16 | 15,0 | 1,410 |

ветствующие им m [8], для которых производились расчеты. Как видно из табл. 2, для некоторых длин волн величины m отличаются друг от друга не более чем на 0,005. Учитывая точность построения кривых $K(\rho)$ методом подобия, представляется возможным объединить некоторые λ по m и для них построить одну кривую. Таким образом, кривые $K(\rho)$ построены только для 10 значений длин волн (в табл. 2 они обозначены звездочками).

Для определения положения экстремумов, т. е. ρ_{\max} и ρ_{\min} в зависимости от m , использовалась формула (4) и величины $m=1$ из табл. 2. До II минимума применялись значения δ^* , а начиная с III максимума и выше — значения δ (см. табл. 1). Величины экстремальных значений ρ до V максимума приведены в табл. 3.

Обратимся теперь к определению величины $K(\rho)$ в экстремумах. Для нахождения $K(\rho)$ до II минимума использовалась кривая $K(\rho)$ при $m=1,21$ К. С. Шифрина [2] (см. рис. 3). Линейной интерполяцией экстремальных значений $K(\rho)$ при $m=1,21$ и $m=1,33$ (кривая Пендорфа) определялись $K(\rho)$ до II минимума для заранее известных $m=1$. Начиная с III и до V максимумов величины $K(\rho)$ в экстрему-

Таблица 3

| № | λ в μ | $m-1$ | ρ_{\max}^I | ρ_{\min}^I | ρ_{\max}^{II} | ρ_{\min}^{II} | ρ_{\max}^{III} | ρ_{\min}^{III} | ρ_{\max}^{IV} | ρ_{\min}^{IV} | ρ_{\max}^V |
|----|-------------------|-------|-----------------|-----------------|--------------------|--------------------|---------------------|---------------------|--------------------|--------------------|-----------------|
| 1 | 1,5 | 0,323 | 6,19 | 11,8 | 16,7 | 21,6 | 26,6 | 31,6 | 36,5 | 41,2 | 46,2 |
| 2 | 2,0 | 0,304 | 6,57 | 12,5 | 17,8 | 23,0 | 28,3 | 33,5 | 38,8 | 43,7 | 49,0 |
| 3 | 3,0 | 0,415 | 4,83 | 9,15 | 13,0 | 16,9 | 20,7 | 24,6 | 28,4 | 32,0 | 35,9 |
| 4 | 3,2 | 0,480 | 4,17 | 7,93 | 11,2 | 14,6 | 17,9 | 21,2 | 24,6 | 27,7 | 31,0 |
| 5 | 3,4 | 0,438 | 4,56 | 8,67 | 12,3 | 16,0 | 19,7 | 23,3 | 27,0 | 30,4 | 34,0 |
| 6 | 4,5 | 0,342 | 5,85 | 11,1 | 15,8 | 20,5 | 25,2 | 29,8 | 34,5 | 38,8 | 43,5 |
| 7 | 5,47 | 0,297 | 6,73 | 12,8 | 18,2 | 23,6 | 29,0 | 34,4 | 39,7 | 44,7 | 50,2 |
| 8 | 6,0 | 0,312 | 6,4 | 12,2 | 17,3 | 22,4 | 27,6 | 32,7 | 37,8 | 42,6 | 47,8 |
| 9 | 9,0 | 0,270 | 7,4 | 14,1 | 20,0 | 25,9 | 31,9 | 37,8 | 43,7 | 49,2 | 55,0 |
| 10 | 10,0 | 0,210 | 9,5 | 18,1 | 25,7 | 33,4 | 41,0 | 48,5 | 56,0 | 63,2 | 71,0 |
| 11 | 11,0 | 0,157 | 12,7 | 24,2 | 34,4 | 44,5 | 54,7 | 65,0 | 75,0 | | |

макс определялись линейной интерполяцией значения $K(\rho)$ при $m=1=0$ (см. формулу (6)) и при $m=1=0,33$ (кривая Пендорфа). На рис. 4 изображены кривые, при помощи которых определялись значения $K(\rho)$ в экстремумах до V максимума. Пунктиром нанесена кривая значений $K(\rho)$ для главных максимумов, полученная Шифриным [2] по данным δ^* (см. табл. 1).

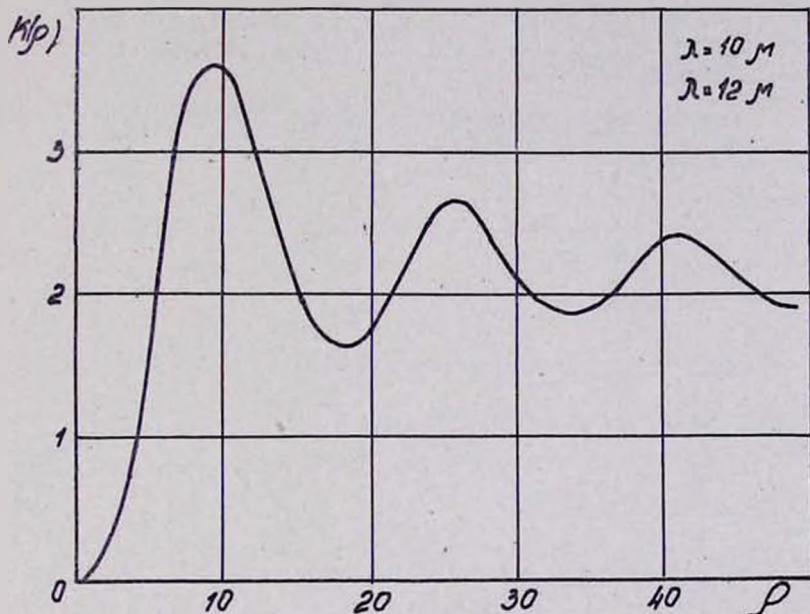


Рис. 3. Коэффициент ослабления для капель воды ($m=1.21$) Шифрина

Как известно, для $\lambda > 6\mu$ и для распределений капель по размерам, встречающихся в естественных облаках и туманах, величины $\rho < 6$. Поэтому потребовалось более тщательное построение кривых $K(\rho)$ для различных m в области, где $\rho < 6$. С этой целью использовались графические данные $K(\rho)$ при $m=1,55$ и $m=1,44$, рассчитанные Синклером [7] (см. рис. 5). Пунктиром нанесена кривая $K(\rho)$ Шифрина при $m=1,21$. Линейной интерполяцией указанных кривых определялись величины $K(\rho)$ для $\rho < 6$.

Кривые $K(\rho)$ для 10 значений m , построенные на основе всего вышеприведенного, изображены на рис. 6—15.

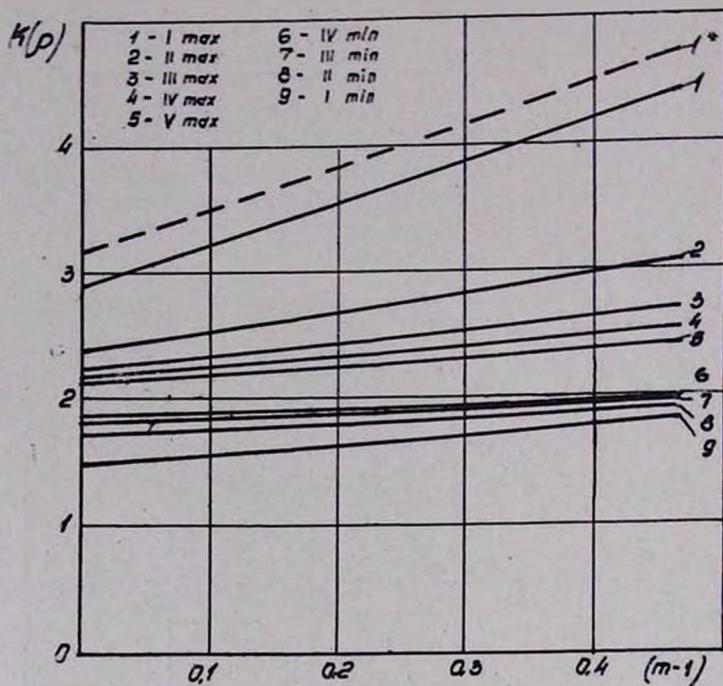


Рис. 4. График для нахождения значений $K(p)$ в экстремумах

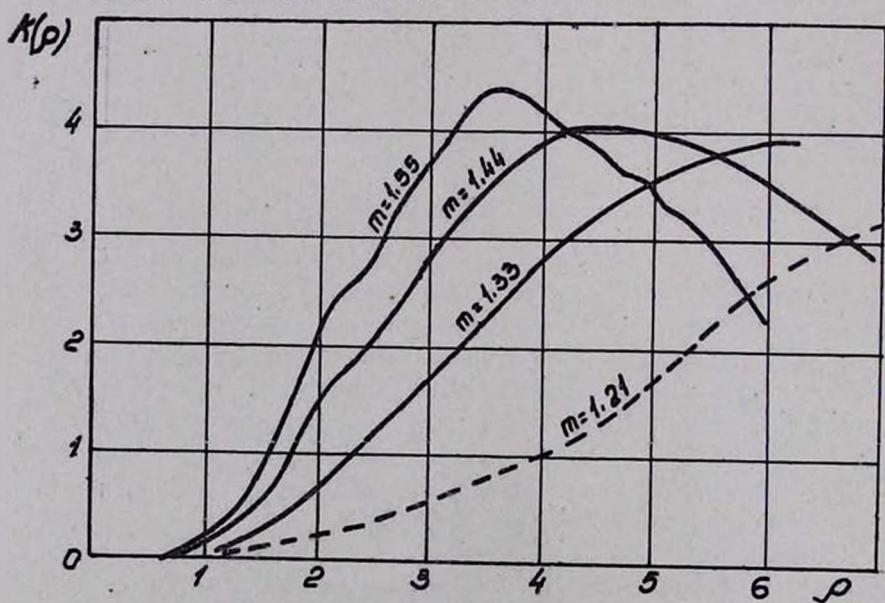


Рис. 5. Коэффициент ослабления для различных m

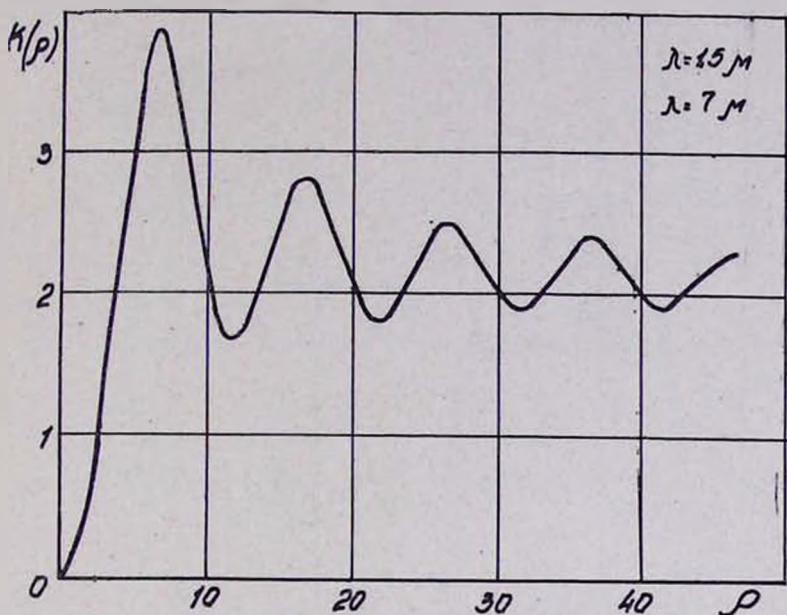


Рис. 6. Коэффициент ослабления для капель воды ($m = 1,323$)

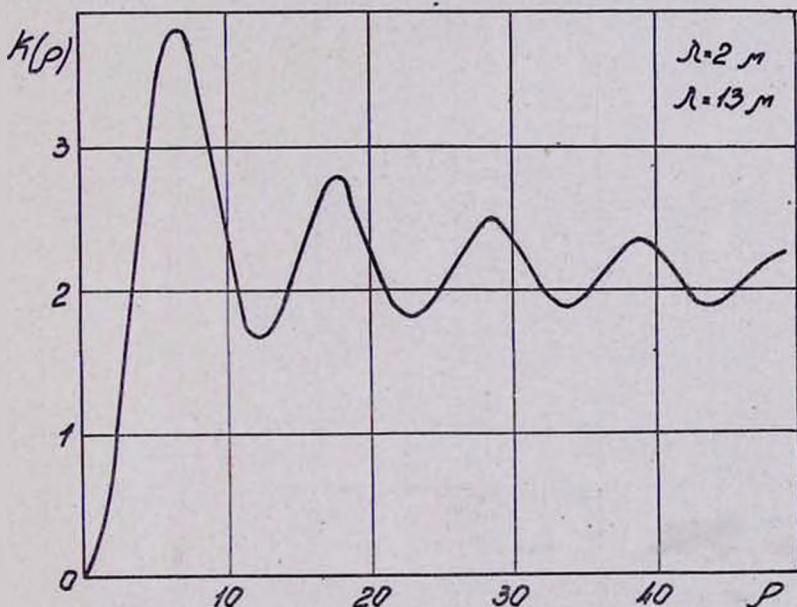


Рис. 7. Коэффициент ослабления для капель воды ($m = 1,304$)

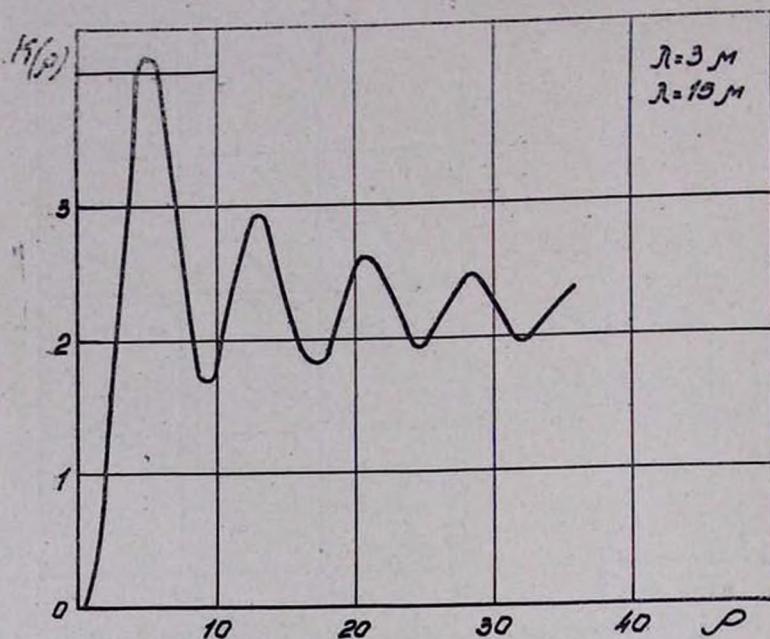


Рис. 8. Коэффициент ослабления для капель воды ($m=1,415$)



Рис. 9. Коэффициент ослабления для капель воды ($m=1,480$)



Рис. 10. Коэффициент ослабления для капель воды ($m=1,438$).

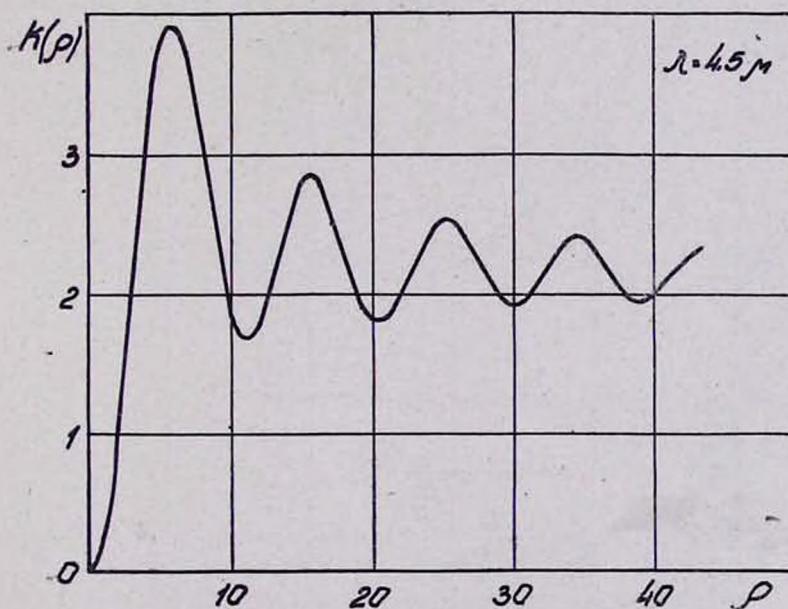


Рис. 11. Коэффициент ослабления для капель воды ($m=1,342$)



Рис. 12. Коэффициент ослабления для капель воды ($m=1,297$)

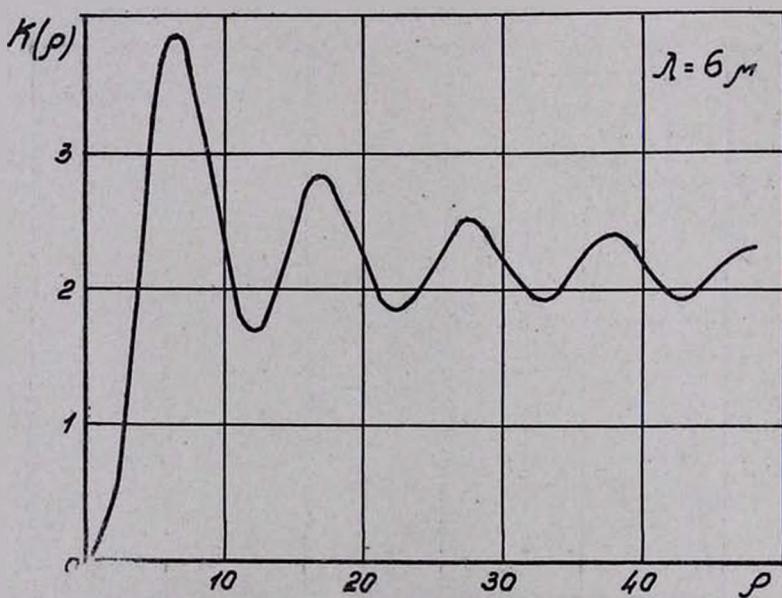


Рис. 13. Коэффициент ослабления для капель воды ($m=1,312$)

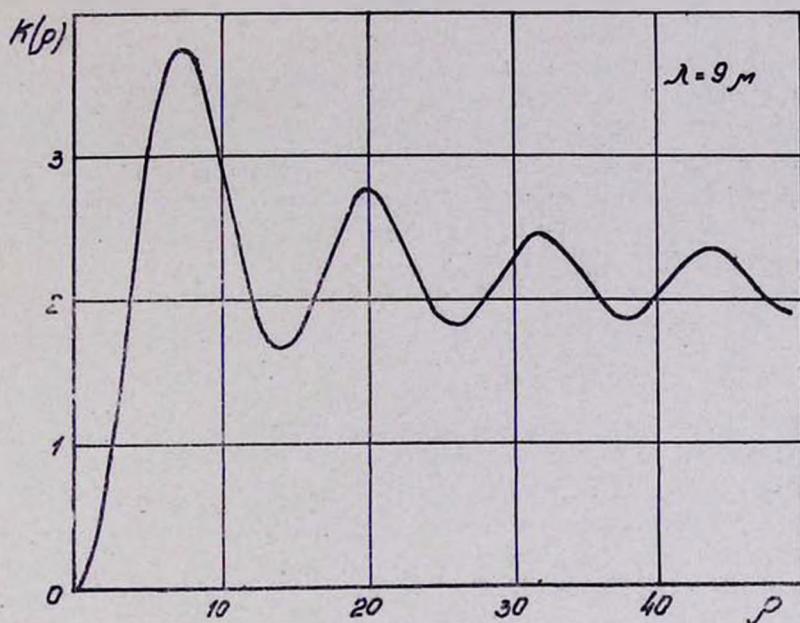


Рис. 14. Коэффициент ослабления для капель воды ($m=1,270$)

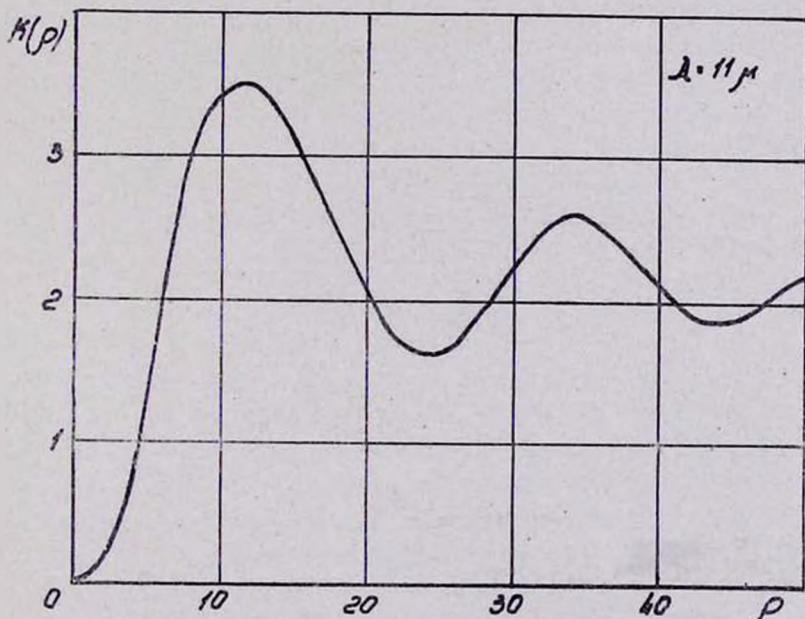


Рис. 15. Коэффициент ослабления для капель воды ($m=1,157$)

Погрешность, допущенная при построении кривых $K(\rho)$ не превышает 10%. Поэтому данные на рис. 6—15, не могут претендовать на большую точность. Но, по нашему мнению, ими можно свободно пользоваться при расчетах коэффициента ослабления в естественных облаках и туманах, где микроструктуру тумана удается определить с точностью порядка 15—20% [8].

§ 2. Расчет спектрального коэффициента ослабления

При помощи полученных кривых $K(\rho)$ (см. рис. 6—15) для ИК области спектра, мы рассчитали спектральные коэффициенты ослабления и сравнили их с результатами расчетов по кривой Пендорфа при $t=1,33$. Для расчетов использовался экспериментальный материал по микроструктуре естественных облаков и туманов, полученный в разное время в Эльбрусской экспедиции ИПГ АН СССР под руководством канд. тех. наук Л. М. Левина.

Как известно, полидисперсный туман отличается от монодисперсного широким спектром размеров капель, что исключает возможность применения формулы (1) для расчетов α в полидисперсных туманах. Поэтому спектр капель разбивается на интервалы r , $r+dr$ и рассматривается осредненный радиус r , и количество капель n , в единице объема для каждого интервала. Для среды с каплями порядка от r' до r'' спектральный коэффициент ослабления рассчитывается как сумма по всем ν интервалам:

$$\alpha_\lambda = \pi \sum r_\nu^2 n_\nu K(r_\nu, \lambda) \quad (7)$$

Расчеты проводились по формуле (7) для длин волн, приведенных в табл. 2 и восьми распределений капель по размерам (см. табл. 4). В табл. 4 даны следующие исходные данные для расчетов: концентрация частиц в процентах — n_E , число капель в 1 см³ — N , и средне-квадратичный диаметр капель — d_2 . Таким образом, расчеты охватывали распределения с d_2 от 6,56 до 13,7 м. Не останавливаясь подробно на всех видах распределений капель по размерам:

Таблица 4

| Номера опытов | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
|---------------|---------------------------------|------|------|------|------|-------|------|------|
| d_2 в μ | 6,56 | 6,83 | 8,13 | 9,6 | 9,35 | 10,25 | 12,6 | 13,7 |
| N | 666 | 615 | 242 | 350 | 70,6 | 122 | 292 | 133 |
| k | 8 | 2 | 8 | 8 | 0 | 0 | 0 | 8 |
| d в μ | Концентрация частиц в % — n_E | | | | | | | |
| 4—6 | 50,7 | 55,4 | 25,2 | 16,7 | 43,0 | 48,8 | 35,1 | 20,8 |
| 6—8 | 34,2 | 25,6 | 29,1 | 25,6 | 12,3 | 13,9 | 14,6 | 8,46 |
| 8—10 | 12,7 | 10,9 | 25,6 | 27,6 | 12,2 | 5,4 | 12,4 | 7,82 |
| 10—12 | 2,5 | 4,6 | 12,6 | 22,6 | 12,5 | 4,0 | 9,2 | 10,8 |
| 12—14 | 0,5 | 1,7 | 3,5 | 7,3 | 9,78 | 5,08 | 9,0 | 13,1 |
| 14—16 | | 0,89 | 0,65 | 2,08 | 4,96 | 8,85 | 8,4 | 12,5 |
| 16—18 | | 0,57 | 0,18 | 0,53 | 2,98 | 7,30 | 5,0 | 10,5 |
| 18—20 | | 0,19 | 0,02 | 0,1 | 1,56 | 4,26 | 3,2 | 7,0 |
| 20—22 | | 0,11 | | 0,03 | 0,64 | 1,80 | 1,70 | 3,98 |
| 22—24 | | | | | 0,21 | 0,49 | 0,7 | 2,33 |
| 24—26 | | | | | | 0,21 | 0,5 | 1,20 |
| 26—28 | | | | | | 0,12 | 0,2 | 0,75 |
| 28—30 | | | | | | | | 0,45 |
| 30—32 | | | | | | | | 0,40 |

встречающихся в естественных условиях, отметим лишь, что все рассмотренные 8 опытов описываются функцией распределения вида [9]:

$$\frac{dn}{dr} = Ar^k e^{-\beta r^\gamma}.$$

При $\gamma = 1$, величина k для рассмотренных опытов принимает значения в интервале 0—8 (см. табл. 4).

Результаты расчетов спектральных коэффициентов ослабления изображены графически: на рис. 16 — для $d_2 = 6,56 \mu$ и $d_2 = 6,83 \mu$; на рис. 17 — для $d_2 = 8,13 \mu$ и $d_2 = 9,6 \mu$; на рис. 18 — для $d_2 = 9,35 \mu$ и $d_2 = 10,25 \mu$ и на рис. 19 — для $d_2 = 12,6 \mu$ и $d_2 = 13,7 \mu$. По оси абсцисс отложены значения λ в μ , по оси ординат α_λ в обратных метрах (m^{-1}). Пунктирной линией на всех графиках нанесен расчет спектрального коэффициента ослабления α_λ по кривой $K(\rho)$ Пендорфа (см. рис. 2); сплошной линией — спектральный коэффициент ослабления α_λ^* , рассчитанный по кривым $K(\rho)$ с учетом изменения m от λ (см. рис. 6—15).

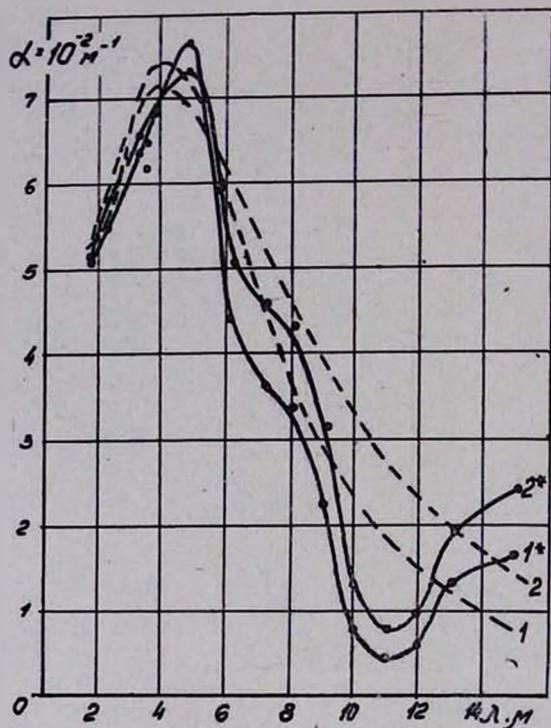


Рис. 16. Ход спектрального коэффициента ослабления:

1— α_λ , 1*— α_λ^* 1 и 1* $d_1=6,56 \mu$; 2 и 2*— $d_2=6,83 \mu$

Как видно из кривых на рис. 16, при малых значениях λ имеется почти полное совпадение кривых α_λ и α_λ^* . Обе кривые достигают своего максимального значения при $\lambda=3,5-4,5 \mu$ и далее, с возрастанием λ , величины α_λ и α_λ^* уменьшаются. Начиная с $\lambda \sim 8 \mu$ и выше наблюдается существенное различие хода кривых α_λ и α_λ^* : с увеличением длины волны значения α_λ (1 и 2) продолжают постепенно убывать, а кривые α_λ^* (1* и 2*) проходят ниже кривых α_λ и от $\lambda=11 \mu$, величины α_λ^* увеличиваются.

Таким образом, в ИК области спектра, при учете изменения комплексного показателя преломления от λ в по-

лидисперсных туманах, при $\lambda=10-12\mu$ обнаруживается минимум коэффициента ослабления — „окно пропускания“. Причем, величина α_λ в „окне пропускания“ в несколько раз меньше величины α_λ , рассчитанной по кривой $K(\rho)$ Стреттона и Хаутона.

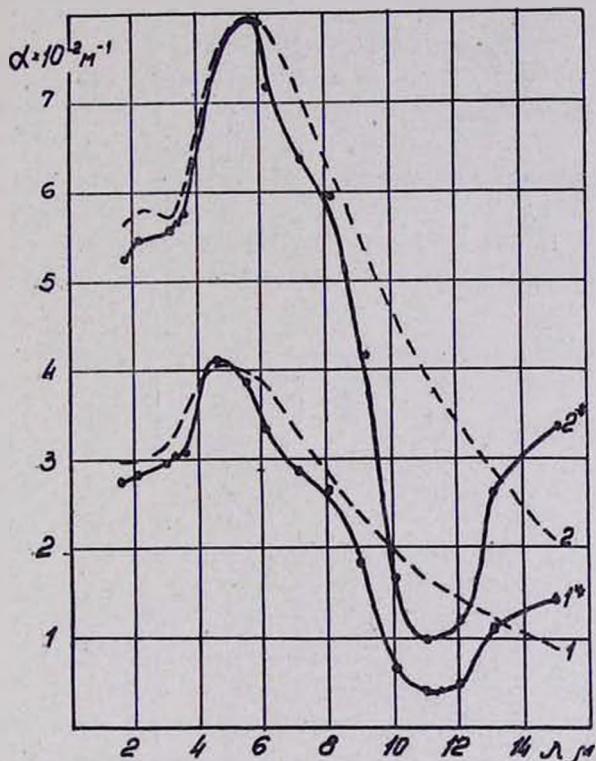


Рис. 17. Ход спектрального коэффициента ослабления
 $1 - \alpha_\lambda$, $1^* - \alpha_\lambda^*$ 1 и $1^* - d_2 = 8,13\mu$; 2 и $2^* - d_2 = 9,60\mu$

Аналогична картина и при расчетах для больших d_2 (см. рис. 17—19), с той лишь разницей, что с увеличением d_2 максимумы кривых α_λ и α_λ^* смещаются в сторону больших λ , тогда как минимум α_λ постоянно остается при $\lambda=11\mu$. Так, если при $d_2=6,56\mu$ максимумы α_λ и α_λ^* приходятся на $\lambda=3,5-4,5\mu$, то для $d_2=9,6\mu$ они лежат в пределах $\lambda=5-6\mu$, а для $d_2=12,5\mu$ при $\lambda=8,5-9,5\mu$.



Рис. 18. Ход спектрального коэффициента ослабления.
 $1-\alpha_\lambda$, $1^*-\sigma_\lambda^*$ 1 и $1^*-d_2=9,35 \mu$; 2 и $2^*-d_2=10,25 \mu$

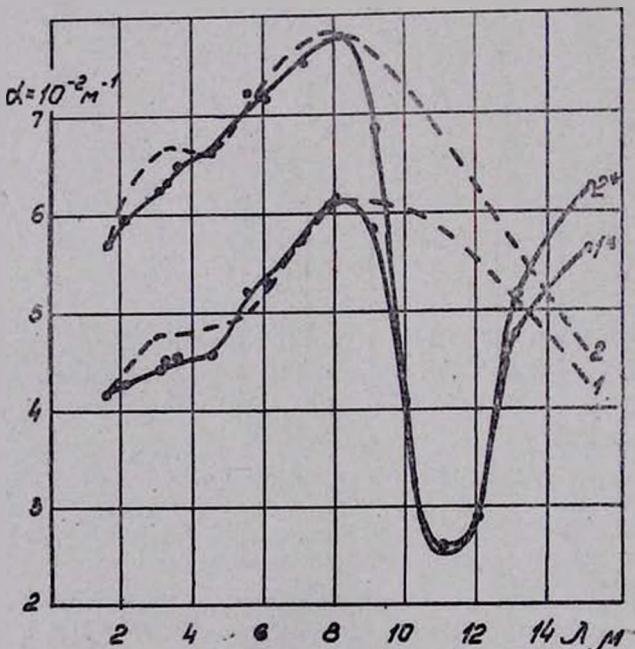


Рис. 19. Ход спектрального коэффициента ослабления:
 $1-\alpha_\lambda$, $1^*-\sigma_\lambda^*$ 1 и $1^*-d_2=13,7 \mu$; 2 и $2^*-d_2=12,6 \mu$

Для характеристики различий в ходе кривых α_λ и α_λ^* , рассматривается величина $\gamma = \frac{\alpha_\lambda^*}{\alpha_\lambda}$, показывающая во сколько раз величина α_λ меньше α_λ^* для каждой длины волны. Значения γ для всех кривых из рис. 16—19 приведены в табл. 5. Легко заметить, что для малых λ величина $\gamma \sim 1$. Начиная с $\lambda \sim 6 \mu$ γ увеличивается и достигает максимума при $\lambda = 11 \mu$. В частности, при $d_2 = 6,56 \mu$ $\gamma_{\max} = 4,65$, а при $d_2 = 8,13 \mu$ $\gamma_{\max} = 4,12$. Таким образом, в минимуме спектрального коэффициента ослабления (см. рис. 16—17) величина α_λ почти в 4 раза меньше величины α_λ^* . А это означает, что метеорологическая дальность видимости* в тумане для ИК радиации $10-12 \mu$ улучшается почти в 4 раза, по сравнению с расчетами по кривой $K(\rho)$ Стреттона и Хаутона.

С увеличением d_2 , величины γ_{\max} несколько уменьшаются и для $d_2 = 13,7 \mu$ уже имеем $\gamma_{\max} = 2,23$. В настоящей работе мы воздерживаемся от выяснения закономерности изменения γ_{\max} от d_2 , так как для достоверных выводов необходимы дополнительные расчёты.

Что касается применимости кривой Стреттона и Хаутона для расчетов в ИК области спектра, то, как показали расчеты (см. табл. 5), с допущением определенной погрешности, можно пользоваться кривой $K(\rho)$ при $m = 1,33$. Так, если принять значения α_λ^* за 100% и допустить приемлемой погрешность $\pm 20\%$, то, по-видимому, кривой Стреттона и Хаутона можно пользоваться для распределений с $d_2 = 6,56-13,7 \mu$ до $\lambda \sim 8 \mu$, так как для $\lambda > 8 \mu$ погрешности уже резко возрастают.

Как показали вышеприведенные расчеты, интересной областью для целей теплолокации является область спектра $10-12 \mu$, где обнаруживается „окно пропускания“, и применение кривых $K(\rho)$ с учетом изменения m от λ является обязательным.

* Метеорологическая дальность видимости рассчитывается как

$$S = \frac{3}{\alpha_\lambda}.$$

Таблица 5

$$\text{Значения } \gamma = \frac{a_\lambda}{a_\lambda^*}$$

| d_2 в μ | Длина волны в μ | | | | | | | | | | | | | | | |
|------------------|---------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| | 1,5 | 2,0 | 3,0 | 3,2 | 3,4 | 4,5 | 5,47 | 6,0 | 7,0 | 8,0 | 9,0 | 10,0 | 11,0 | 12,0 | 13,0 | 15,0 |
| 6,56 | 1,05 | 1,00 | 1,11 | 1,19 | 1,11 | 0,94 | 1,04 | 1,27 | 1,23 | 1,04 | 1,27 | 2,90 | 4,05 | 2,60 | 0,89 | 0,47 |
| 6,83 | 1,05 | 1,00 | 1,06 | 1,09 | 1,03 | 0,95 | 1,01 | 1,20 | 1,16 | 1,03 | 1,23 | 2,50 | 3,65 | 2,55 | 1,00 | 0,58 |
| 8,13 | 1,08 | 1,05 | 1,07 | 1,09 | 1,13 | 0,99 | 1,02 | 1,14 | 1,15 | 1,04 | 1,31 | 2,90 | 4,12 | 2,88 | 1,05 | 0,58 |
| 9,6 | 1,08 | 1,06 | 1,01 | 1,00 | 1,07 | 1,00 | 1,00 | 1,09 | 1,11 | 1,04 | 1,30 | 2,80 | 4,00 | 2,83 | 1,09 | 0,62 |
| 9,35 | 1,02 | 1,04 | 1,03 | 0,99 | 0,96 | 1,00 | 0,95 | 1,03 | 1,05 | 1,00 | 1,19 | 2,18 | 3,14 | 2,50 | 1,10 | 0,68 |
| 10,25 | 1,00 | 1,02 | 1,11 | 1,10 | 1,06 | 0,98 | 0,92 | 1,00 | 1,02 | 0,98 | 1,03 | 1,79 | 2,63 | 2,24 | 1,09 | 0,72 |
| 12,6 | 1,02 | 1,04 | 1,08 | 1,07 | 1,03 | 1,00 | 0,95 | 1,01 | 1,03 | 0,99 | 1,11 | 1,80 | 2,58 | 2,16 | 1,08 | 0,73 |
| 13,7 | 1,00 | 1,04 | 1,09 | 1,06 | 1,07 | 1,02 | 0,95 | 0,99 | 1,00 | 0,94 | 1,05 | 1,55 | 2,23 | 1,93 | 1,07 | 0,76 |

ВЫВОДЫ

1. Сравнение спектральных коэффициентов ослабления α_λ и α_μ показало, что, при учете комплексного показателя преломления в ИК области спектра, в полидисперсных облаках и туманах существенно меняется ход кривой спектрального коэффициента ослабления. В области спектра 10—12 μ обнаруживается „окно пропускания“, что не имеет места при расчетах по кривой $K(\rho)$ Стреттона и Хаутона. Причем, величина α_λ в окне пропускания почти в 4 раза меньшие величины α_λ для этой же области спектра.

2. Для области спектра 1,5—2,0 μ наблюдается некоторое уменьшение коэффициента ослабления, но величина α_λ при этом в 8—10 раз больше величины α_λ при $\lambda = 10—12 \mu$.

3. Кривой $K(\rho)$ Стреттона и Хаутона можно пользоваться для расчетов коэффициента ослабления радиации $1,5 \leq \lambda \leq 8 \mu$ в облаках и туманах с $d_2 = 6,56—13,7 \mu$, допуская при этом погрешность не превышающую $\pm 20\%$.

2. Г. ԱԶՎԱԶՅԱՆ

ՊՈԼԻԴԻՍՊԵՐՍԱՅԻՆ ԱՄՊԵՐՈՒՄ ԵՎ ՄԱՌԱԽԵՈՒՂՆԵՐՈՒՄ 1,5—15 μ
ՃԱՌԱԳԱՅՔՄԱՆ ԹՈՒԱՑՄԱՆ ԳՈՐԾԱԿՑԻ ՏԵՍԱԿԱՆ ՀԱՇՎԱՐԿԻ
ՃԱՌԱԳԱՅՔՄԱՆ ԱՎԵՔԻ ԵՐԿԱՐՈՒԹՅՈՒՆԻՑ ԿԱԽՎԱԾ
ԲԵԿՄԱՆ ԿՈՄՊԼԵՔՍԱՅԻՆ ՑՈՒՑԻՎԻ ԴԵՊՔՈՒՄ

Ա. Վ Փ Ո Փ Ո Ւ Մ

Հոդվածի հիմնական արդյունքը կայանում է նրանում, որ պոլիդիսպերսային ամպերում և մառախուղներում ինֆրակարմիր ճառագայթման թուացման հարցը բննարկելու դեպքում, նկատի ունենալով ճառագայթման ալիքի երկարությունից և բեկման կոմպլեքսային ցուցանիշի ու փոփոխությունից, սպեկտրի $\lambda = 10—12 \mu$ շրջանում, մեր կողմից հայտնաբերվել է «թափանցիկ պատուհան», որի էքսպերիմենտալ հաստատումը կարևոր նշանակություն կունենա մառախուղի մեջ զերմապելինգացիայի և զերմալոկացիայի նպատակների համար:

Ինչպես հայտնի է, ինֆրակարմիր ճառագայթման համար Մի-ի ճիշտ բանաձեռով $K(\rho)$ փունկցիաների հաշվարկը դժվար է և

մինչև հիմա չի կենսագործված: Դրա համար էլ այս հողվածում կիրառված է հաշվարկի մոտավորության մեթոդ՝ Կ. Ս. Եիֆրինի տնմանության մեթոդը (տես § 1) և կառուցվել են Կ(ρ) կորագծեր (տես նկ. 5—15), բեկման կոմպլեքսային ցուցանիշի 10 նշանակության համար (ու —ի մեծությունները վերցված են 2-րդ աղյուսակից): Հետագայում այդ կորագծերի օգնությամբ հաշվվել են թուլացման սպեկտրալ գործակիցները (տես նկ. 16—19), 8 ռեալ բաշխումների համար (տես աղ. 4): Բոլոր նկարների վրա պարզորոշ կերպով աշբի է ընկնում թուլացման գործակցի նվազադույն մեծությունը: Հետաքրքրական է, որ սիմֆանցիկության պատուհանուի թուլացման գործակիցը համարյա չորս անգամ փոքր է Ստրետոնի և Խառուտոնի (ու = 1,33) $K(\rho)$ կորագծով հաշված գործակցից:

Հողվածում նույնական ցուց է տրված, որ մառախուզներում ($d_0 = 6,56—13,7$ μ) ինֆրակարմիր ճառագայթման ($1,5—8$ μ) թուլացման հաշվարկումների ժամանակ, $K(\rho)$ (տես նկ. 5—15) կորագծությունի փոխարեն, կարելի է օգտվել Ստրետոնի և Խառուտոնի $K(\rho)$ ($u = 1,33$) կորագծով՝ թույլ տալով սխալ ու ավելի քան $\pm 20\%$ (տես աղ. 5):

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Stratton J. and Houghton H. Phys. Rev. 37, 159, 1931.
2. Шифрин К. С. Рассеяние света в мутной среде. ГИГТЛ, 1951.
3. Шифрин К. С. Труды ГГО вып. 43 (108), стр. 34, 1955.
4. Houghton H. and Chalker W. JOSA 39, 955, 1949.
5. Penndorf R. J. Meteorol. 13, 2, 219, 1956.
6. Янке Е. и Энде Ф. Таблицы функций с формулами и кривыми. ГИГТЛ, 1949.
7. Sinclair D. JOSA 37, 9, 475, 1947.
8. Левин Л. и Старостина Р. Д. Труды ГЕОФИАН № 7А, 1954.
9. Шифрин К. С. Труды ГГО, вып. 46 (109), стр. 18, 1955.
10. Шифрин К. С. ДАН СССР, 94, 4, 673, 1954.

Г. М. Айвазян

ОСЛАБЛЕНИЕ РАДИАЦИИ 0,4—13 μ В ЕСТЕСТВЕННЫХ ОБЛАКАХ И ТУМАНАХ*. I

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ И АППАРАТУРА

Несмотря на то, что теория дифракции электромагнитных волн на крупных сферических частицах** была разработана Ми [1] еще в 1908 году, бурное развитие работ по оптике мутных сред началось с 1930 года, когда Андерсон [2] в искусственных, а Гранат и Гульбрут [3] в естественных условиях, обнаружили лучшую прозрачность туманов для инфракрасных (ИК) лучей, чем для лучей видимых. Работы Хаутона [4], по прозрачности искусственных туманов, послужили поводом к появлению теории дифракции света на каплях воды с $m=1,33$ (где m — комплексный показатель преломления) [5], когда размеры капель соизмеримы с длиной волны радиации.

Однако многочисленные экспериментальные работы, проведенные с целью подтверждения выводов теории, изобиловали столь противоречивыми друг другу результатами, что первоначальный интерес западных исследователей и инженеров к ИК лучам, как к универсальному средству сигнализации в тумане, сменился скептическим отношением и равнодушием. По крайней мере стало ясно, что в плотных

* Настоящая работа включает материалы отчетов автора по заданию „Эльбрус“: предварительных за 1956 и 1957 гг. и окончательного за 1958 год—Эльбурсская экспедиция ИПГ АН СССР, г. Нальчик.

** Подразумеваются частицы, удовлетворяющие условию: $2r > 0,05 \lambda$, где r —радиус частиц, а λ —длина волны радиации.

туманах не может быть и речи относительно превосходства ИК лучей над видимым светом. Основной же причиной столь противоречивых данных, по-видимому, явилось то, что, работая в туманах с различной структурой, исследователи не располагали достаточно точными методами контроля за микроструктурой тумана.

Работы советских исследователей 30—40-х годов [6,7] также не показали существенного превосходства ИК лучей ($1,0 \mu$) над видимым светом. Для объяснения незначительного возрастания прозрачности туманов для ИК волн, И. А. Хвостиковым [8] была предложена гипотеза о присутствии в тумане, наряду с крупными каплями $5-10 \mu$, "субмикроскопических" капель с радиусом порядка $0,1-0,2 \mu$. Однако эта гипотеза осталась непроверенной из-за отсутствия методов контроля за мелкокапельной фракцией тумана.

В последнее время, в связи с использованием ИК лучей с целью теплопеленгации и теплолокации в любых метеорологических условиях, возникла необходимость в строгом учете прозрачности замутненной атмосферы для ИК волн в каждом конкретном тумане. Знание прозрачности необходимо: для выбора участка спектра, где радиация наиболее рационально проходит через туман; для оценки дальности действия теплопеленгаторов и для определения мощности излучения тепловообъектов. Решить данные вопросы невозможно без знания основных законов ослабления ИК радиации туманами.

Таким образом, задача, которая стояла перед нами, это экспериментальная проверка основных положений теории [9,10] ослабления радиации $0,4-13 \mu$ в естественных облачах и туманах.

В настоящей работе приводятся экспериментальные исследования по прозрачности естественных облаков и туманов для радиации $0,4-13 \mu$, проведенные автором с 1955 по 1958 год в Эльбрусской экспедиции ИПГ АН СССР. Для теоретических расчетов ослабления радиации туманами использовался микроструктурный материал туманов, полученный при помощи механических "поточных ловушек" с пог-

решностью 15–20% [13]. Использование для расчетов столь точной микроструктуры тумана существенно отличает настоящую работу от работ других исследователей.

§ 1. Методика измерения

В естественных облаках и туманах спектральный коэффициент ослабления α_λ определялся путем измерения спектральной интенсивности источника, расположенного на расстоянии l от приемника, при наличии на трассе замутнения I_λ и без замутнения $I_{0\lambda}$, с последующим вычислением α_λ по формуле:

$$\alpha_\lambda = \frac{1}{l} \ln \frac{I_{0\lambda}}{I_\lambda}. \quad (1)$$

Для этого на склоне Эльбруса — Пик Терскол (высота 3100 м над ур. моря) была оборудована трасса, протяженностью $l = 190$ м (см. рис. 1). Вся приемная аппаратура размещалась в комнате 2, размерами $4,5 \times 4,5$ м, на третьем этаже „вышки“ (7 м от поверхности земли, см. рис. 1), а источники могли располагаться на расстояниях 50, 100, 150 и 190 м от „вышки“. Из-за плотностей замутнений, наиболее часто встречающихся в районе Эльбруса ($\alpha < 0,04 \text{ м}^{-1}$), и предела чувствительности приемной аппаратуры, все измерения проводились на трассе в 100 метров. Таким образом, в замутненной атмосфере интенсивность источника по спектру I_λ измерялась в момент, когда вся трасса 100 м находилась в устойчивом облаке или тумане, а $I_{0\lambda}$ — при отсутствии замутнения на трассе. Причем 2–3 спектрограммы $I_{0\lambda}$ записывались до появления облачности на трассе и 2–3 спектрограммы — после её рассеяния. В дальнейшем все эти спектрограммы осреднялись и в качестве $I_{0\lambda}$ уже использовалась осредненная спектрограмма. Погрешности, допускаемые при этом, рассматриваются ниже. Влажность воздуха при измерениях $I_{0\lambda}$ в ИК области не учитывалась, так как на трассе в 100 м и при перепаде влажности на 20–30%, количеством осажденной воды на трассе оказалось возможным пренебречь.

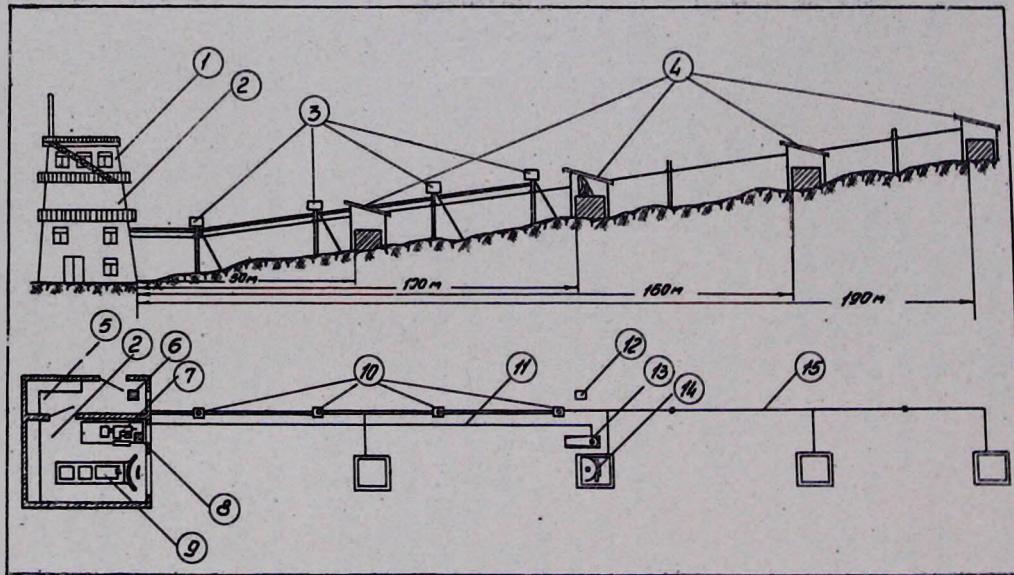


Рис. 1. Схема трассы и расположения измерительной аппаратуры. 1. 10-метровая „вышка“. 2. Комната для приемной аппаратуры. 3. Столбы для „поточных ловушек“. 4. Будки для ИК источника 5. Фотолаборатория. 6. „Звездный фотометр“ ГГО. 7. Спектрометр для области спектра $0.4-1.2 \mu$. 8. Интегральная установка. 9. Спектрометр для области спектра $1.5-13 \mu$. 10. „Погочные ловушки“. 11. Кабель питания прожектора. 12. Источник в 1 свечу для „Звездного фотометра“ ГГО. 13. Прожектор для области спектра $0.4-1.2 \mu$. 14. Источник ИК радиации. 15. Кабель питания ИК источника

Измерения α_λ в области спектра 0,4—13 μ проводились двумя спектральными установками одновременно: спектрометром для работы в области спектра 1,5—13 μ и спектрометром — в области спектра 0,4—1,2 μ . Кроме того, на трассе в 100 m работали еще два оптических прибора в интегральном потоке света: а) интегральная установка (0,4—0,65 μ) для контроля за флюктуациями плотности облака и б) „Звездный фотометр“ ГГО (0,4—0,65 μ) для контроля за работой спектральных установок.

Для взятия проб микроструктуры тумана на трассе в 100 m , через каждые 20 m , были расположены четыре „поточные ловушки“ (см. рис. 1), а автоматическое управление всеми ловушками осуществлялось с общего пульта, расположенного на первом этаже „вышки“. Так как параллельный пучок света проходил в тумане на высоте 3—5 m от поверхности земли (см. рис. 1), то и ловушки располагались на столбах высотой 3 m , во избежание влияния приземного слоя на микроструктуру тумана.

§ 2. Аппаратура для измерений α_λ в области спектра 1,5—1,3 μ

Измерения α_λ в области спектра 1,5—13 μ проводились по схеме, изображенной на рис. 2. Параллельный пучок

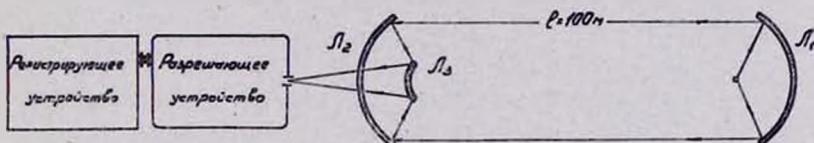


Рис. 2. Схема установки для измерений α_λ в области спектра 1,5—13 μ

света от отражателя источника L_1 , пройдя в атмосфере 100 m , падал на приемный параболический отражатель L_2 ($\varnothing = 960$ mm , $f = 640$ mm) и, при помощи параболического отражателя L_3 ($\varnothing = 260$ mm и $f = 180$ mm), фокусировался на входную щель разрешающего устройства.

Разрешающим устройством применяется модернизированный инфракрасный спектрометр ИКС-11. Как известно, в ИКС-11 источником служит штифт Нернста, укрепленный на станине монохроматора. При переносе источника на трассу, невозможно работать на ИКС-11 без изменения входной ее части. Кроме того, при работе со штифтом Нернста в плотных туманах, возникает необходимость в применении больших входных зеркал для увеличения светового потока на входную щель монохроматора. С этой целью было собрано приемное устройство (рис. 3), состоящее из двух параболических отражателей L_2 и L_3 и ИК монохроматора. Держатели зеркал 1 и 2 жестоко скреплены с поворотным столом 3 и снабжены юстировочными приспособлениями для настройки зеркал. На поворотном столе, который имеет две степени свободы, укреплен монохроматор от ИКС-11, снятый с общего основания 4. Рядом установлены усилитель Козырева ФЭОУ-15 в термостатированном ящике 6 и записывающее устройство 8 от ИКС-11. Горизонтальный поворот стола ограничен углами $\pm 20^\circ$ и осуществляется парой червячных передач, при помощи ручки 13. Поворот по углу места также ограничен углами $\pm 20^\circ$ и осуществляется винтом подъема по углу места 7. Поворотный стол вместе с механизмами поворота собраны на станине 10, основание которой укреплено к бетонному столбу 12 (0,8×0,8×7 м).

Как известно, усилитель ФЭОУ-15—точный лабораторный прибор, очень чувствительный к изменениям температуры и к качкам. Поэтому, для работы в полевых условиях, усилитель термостатировался при температуре 20°C (рис. 4) и был установлен на бетонное основание (см. рис. 3). Вода от термостата ТС-15М (рис. 3), через штуцер 14, нагнеталась в медную рубашку 12 из листовой меди толщиной 1,5 мм. Штуцера 4 и 5 соединялись, и вода, через штуцер 8, возвращалась обратно в термостат. Войлочная прокладка 10 и деревянный ящик 11 являлись надежной теплоизоляцией медной рубашки. Для наблюдений за работой ФЭОУ-15 использовался объектив 3, состоящий из комплекта объективных линз. Настоящее устройство позволяло термостатировать с точностью $\pm 0,05^\circ$.

В качестве источника применялся штифт Нернста, помещенный в фокус параболического отражателя L_1 ($\varnothing=960$ мкм и $f=640$ мкм). Штифт питался и стабилизировался блоком электропитания ИКС-11 (см. рис. 3, 11) с общего пульта, установленного на приемном устройстве 5.

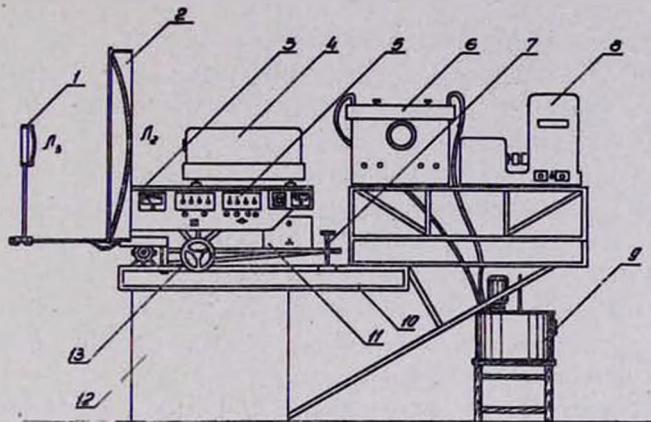


Рис. 3. Общая схема приемного устройства (1,5—13 μ)

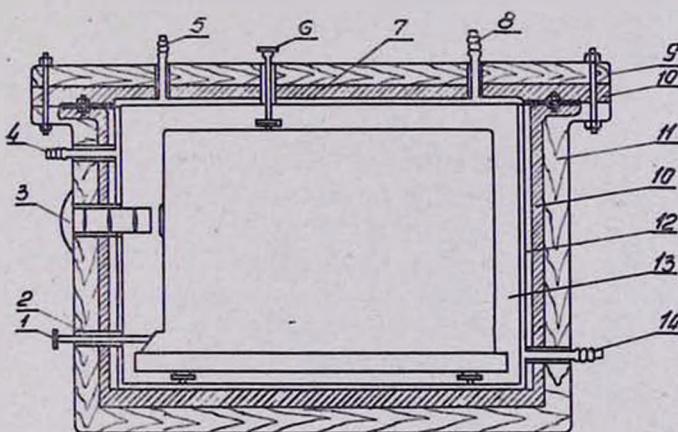


Рис. 4. Схема термостатировки ФЭОУ-15. 1. Ручка чувствительности. 2. Резиновая прокладка. 3. Объектив. 4. Штуцер. 5. Штуцер крышки. 6. Ручка гальванометра. 7. Медная рубашка крышки. 8. Штуцер крышки. 9. Деревянная крышка. 10. Войлочная прокладка. 11. Деревянный ящик. 12. Медная рубашка. 13. Усилитель ФЭОУ-15. 14. Штуцер

Параболические отражатели L_1 , L_2 и L_3 покрыты поверхностным слоем алюминия и защищены от разрушения молекулярным слоем SiO_2 .

Монохроматор с призмой $NaCl$ градуировался по полосам поглощения: хлороформа, полистирола и атмосферной воды.

Измерения α в области спектра $1,5-13 \mu$ проводились с призмой $NaCl$. Из-за неравномерности распределения энергии источника по спектру, запись спектральной интенсивности источника осуществлялась в два приема:

а) радиация $1,5-6 \mu$ регистрировалась при непрерывном вращении барабана монохроматора с входной щелью $0,2 \text{ мм}$, чему соответствовала спектральная ширина $0,22 \mu$ для $\lambda=1,8-2,7 \mu$ и $0,13 \mu$ для $\lambda=5 \mu$.

б) радиация $7-13 \mu$ также регистрировалась непрерывно со щелью $1,0 \text{ мм}$, чему соответствовала спектральная ширина $0,4 \mu$ для $\lambda=10 \mu$.

Таким образом, весь спектр от $1,5$ до 13μ записывался на одну спектрограмму за 4 мин., а для контроля за работой установки во время измерений, на спектрограмму наносились два контрольных сигнала от ФЭОУ-15. Во время измерений $I_{0\lambda}$ (образец см. рис. 5), перед входной щелью монохроматора устанавливался нейтральный ослабитель (металлическая почвенная сетка) до 5 раз и запись производилась на грубой—третьей чувствительности ФЭОУ-15. При измерениях I_λ (образец см. рис. 6), нейтральный ослабитель удалялся и, по мере уплотнения тумана, запись производилась на второй и первой чувствительности. Путем изменения чувствительности ФЭОУ-15 можно записать спектральную интенсивность источника, ослабленную в 4-5 раз, по сравнению с первоначальной. Применение же нейтрального ослабителя позволило увеличить эту величину до 15-20 раз.

Относительная погрешность при измерении α настоящей установкой вычислялась по формуле:

$$\frac{\Delta \alpha}{\alpha} = \frac{\Delta I_{0\lambda}}{I_{0\lambda}} + \frac{\Delta I_\lambda}{I_\lambda} \approx \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{\alpha l} = \sigma \quad (2)$$

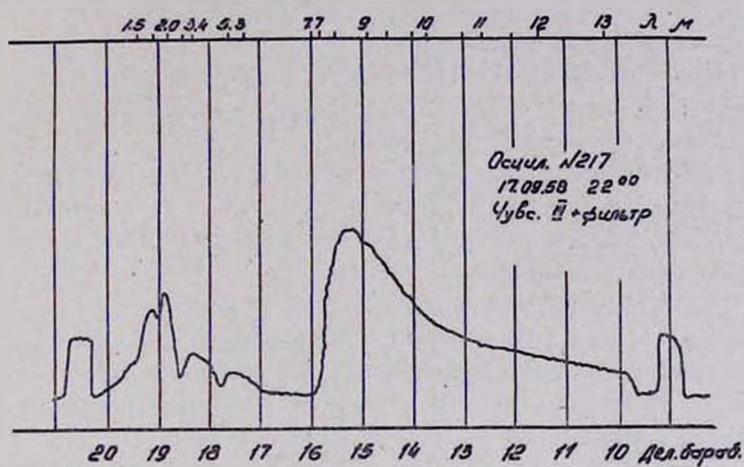


Рис. 5. Спектральная интенсивность источника в области спектра 1.5—13 μ , записанная в незамутненной атмосфере

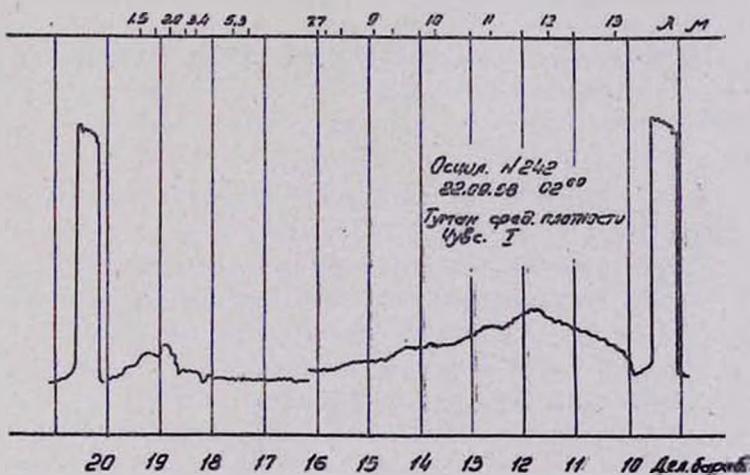


Рис. 6. Спектральная интенсивность источника в области спектра 1.5—13 μ , записанная в тумане средней плотности

т. е. включает погрешность в измерении $I_{0\lambda}$ и I_λ . Ошибка в измерении $I_{0\lambda}$ складывается из:

а) ошибки за счет нестабильной работы установки,

б) ошибки в определении коэффициента перехода от одной чувствительности к другой,

в) ошибки за счет снятия отсчета со спектрограммы.

При измерении I_λ допускаются те же погрешности, только дополнительно учитывается ошибка за счет флюктуаций плотности облака.

Для расчета вышеуказанных ошибок измерялась спектральная интенсивность источника в незамутненной атмосфере. Обработка многочисленных спектрограмм показала, что:

а) средне-квадратичная ошибка по стабильности за 6—8 часов непрерывной работы установки—7,1%.

б) средне-квадратичная ошибка по стабильности за 3—5 мин. работы установки—2,44%,

в) средне-квадратичная ошибка коэффициента перехода—2,1%,

г) средне-квадратичная ошибка за счет снятия отсчета со спектрограммы—2%.

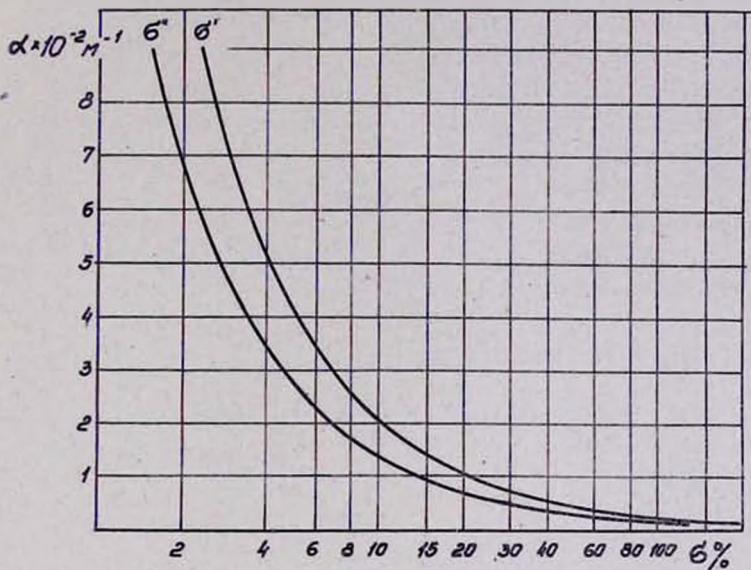
Погрешность, связанная с флюктуациями плотности облака, задается нами заранее (10%) исходя из наблюдений за флюктуациями плотности облака, интегральной установкой (см. ниже).

Зная все исходные погрешности, теперь можно вычислить ошибки, допускаемые при измерении $I_{0\lambda}$ и I_λ :

средне-квадратичная ошибка в измерении $I_{0\lambda}$ — $\sigma_1=7,65\%$,

средне-квадратичная ошибка в измерении I_λ — $\sigma_2=12,4\%$.

Как видно из формулы (2), погрешность в измерении α_λ зависит от самой величины α_λ . Поэтому, для практических целей выгодно иметь функцию $\sigma(\alpha)$ для заранее известных σ_1 и σ_2 . На рис. 7 изображены $\sigma'(\alpha)$ и $\sigma''(\alpha)$, рассчитанные с учетом ошибок по стабильности соответственно за 6—8 часов и 3—5 мин. По оси абсцисс отложено σ в процентах, а по оси ординат— α в обратных метрах. Легко заметить, что для величин α в интервале 0,02—0,04 μ^{-1} (наиболее часто встречаются в наших измерениях) ошибка в измерении не превышает 10%.

Рис. 7. Функции $\alpha' (\alpha)$ и $\alpha'' (\alpha)$ для области спектра 1,5—13 μ

§ 3. Аппаратура для измерений α_2 в области спектра 0,4—1,2 μ

Световой поток от источника 3 (рис. 8)*, пройдя в атмосфере 100 м и сфокусировавшись на входную щель разрешающего устройства 1, на выходе 1 преобразовывался и усиливался приемно-усилительным устройством 5 и регистрировался при помощи записывающего устройства 6.

В качестве разрешающего устройства применялся монохроматор МС-3 со стеклянной оптикой, который, в сочетании с регистрирующим устройством и автоматическим приводом 4, представлял спектрометр с записью на шлейфовом осциллографе.

Монохроматор МС-3 градуировался по стандартным спектральным линиям ртути и неона, по полосам пропускания

* Установка собрана по схеме, рассмотренной в [11].

дыымового стекла и интерференционного фильтра $\lambda = 1,27 \mu$, а в близкой ИК области—по полосам поглощения воды.

Приемником радиации 0,4—1,2 μ применялся фотоумножитель ФЭУ-22 с кислородно-цезиевым катодом. При рабочем напряжении 1200 в фотоумножитель имел темновой ток $6 \times 10^{-10} a$ и интегральную чувствительность 3 $a/l.m.$ Питался ФЭУ-22 от комплекта галетных батарей ГБ-200 и ГБ-300. Фотоумножитель ФЭУ-22 предварительно испытывался на линейность и стабильность сотрудниками НИФИ ЛГУ под руководством проф. С. Ф. Родионова.

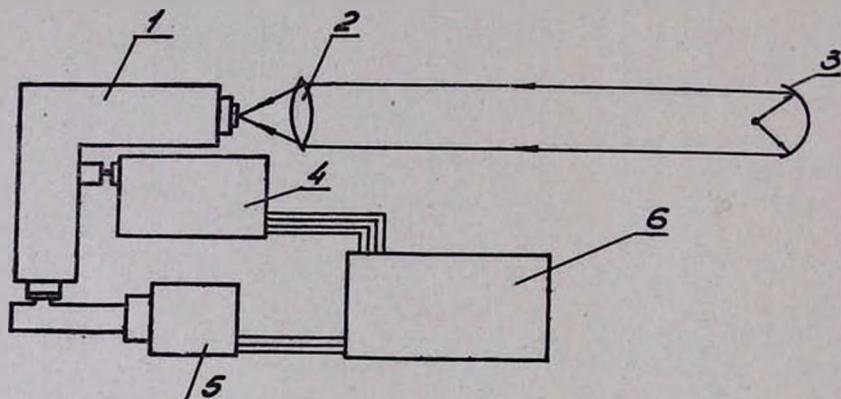


Рис. 8. Схема установки для измерений α_λ в области спектра 0,4—1,2 μ

Сигнал от ФЭУ-22 усиливался однокаскадным усилителем постоянного тока (рис. 9) и подавался на регистрирующее устройство—шлейфовый осциллограф ПОБ-14. Для получения линейного усиления в широких пределах к делителю от ФЭУ-22 подключались три идентичных усилителя (аналогично тому, как это сделано в [11]), работающих при различных чувствительностях. Причем, выход каждого усилителя подключался кциальному шлейфу. Таким образом, на одну спектрограмму записывались одновременно три спектральные кривые, а при переходном коэффициенте от первой чувствительности ко второй 4—4,5 и от второй к третьей порядка 5—5,5 мож-

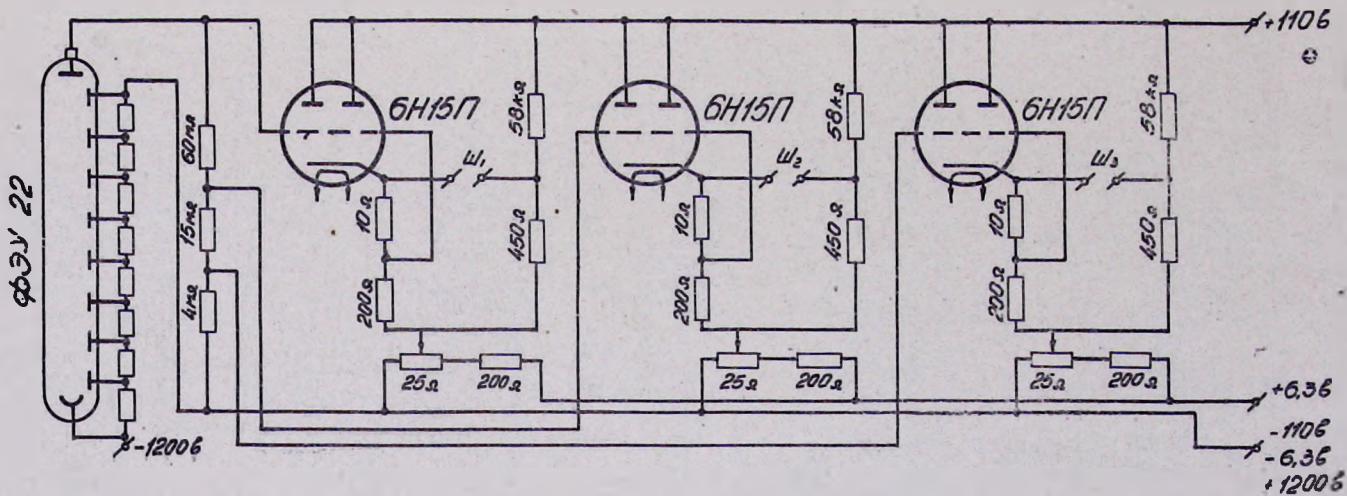


Рис. 9. Общая схема усилителя постоянного тока

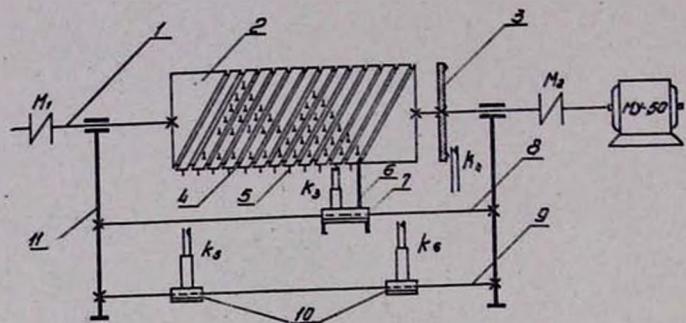


Рис. 10. Кинематическая схема автоматического привода. 1. Вал. 2. Брабан. 3. Контактное кольцо. 4. Паз барабана. 5. Пальцы. 6. Вилка. 7. Ползун. 8. Ось ползуна. 9. Ось ограничителя. 10. Ограничители. 11. Стойки

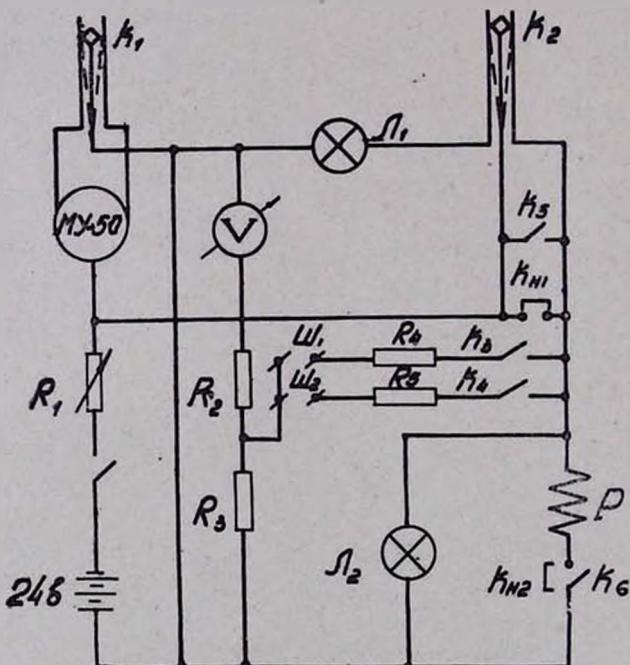


Рис. 11. Электрическая схема автоматического привода. K_1 и K_2 —контакты реле, K_3 —контакт одного оборота барабана, K_4 —контакт $\frac{1}{3}$ оборота, K_5 и K_6 —боковые контакты, K_{n1} и K_{n2} —кнопки экстренного переключения, L_1 и L_2 —сигнальные лампочки, W_1 и W_2 —шлейфы, M —мотор МУ-50

но было регистрировать ослабление первоначальной интенсивности источника в 20—25 раз.

Усилитель постоянного тока собран по схеме моста на лампе 6Н15П (см. рис. 9). Одна половина лампы 6Н15П работает как обыкновенный усилитель постоянного тока, а вторая половина—как компенсатор флюктуаций накала. Балансируется мост при помощи переменного сопротивления в цепи катода. Применение $1/2$ 6Н15П в качестве компенсатора флюктуаций накала, позволило уменьшить дрейф нулевого отсчета гальванометра (шлейфа) в 20—25 раз. Чтобы избежать посторонних наводок на вход усилителей, монтаж всех трех каскадов выполнен компактно в цилиндрическом кожухе (см. рис. 8), который является продолжением кожуха фотоумножителя ФЭУ-22. Каждый каскад усилителя подробно исследовался на линейность и стабильность. Питался усилитель от комплекта анодных батарей БАС-70 и аккумулятора 6,3 в.

Для контроля во время измерений за работой всего приемно-усилительного устройства, перед записью каждого спектра, на ФЭУ-22 подавался стандартный световой сигнал, который фиксировался на спектрограмме в виде контрольного сигнала.

Автоматический привод 4 (см. рис. 8) вращал барабан монохроматора в том или ином направлении и посыпал электрические сигналы 1 и $1/5$ оборота барабана (отметки длин волн) на спектрограмму записывающего устройства. На рис. 10 и 11 приводятся кинематическая и электрическая схемы автоматического привода. Барабан монохроматора МС-3, посредством эластичной муфты M_1 , связан с валом 1 барабана автопривода 2. На барабане нарезана винтовая линия, а в паз 4 входит вилка 6 ползуна 7. Ползун перемещается по оси 8 направо или налево, в зависимости от направления вращения барабана, а пальцы 5 замыкают контакт K_3 каждого оборота барабана. Причем, первый палец на каждом витке соответствует одному обороту барабана, а каждый оборот опознается числом или расположением пальцев вдоль витка. Вращается барабан от реверсивного двигателя МУ-50 через эластичную муфту M_2 . Мотор меняет направление вращения при помощи контактов K_5 и K_6 на ограничителях 10, включенных в цепь

полюризационного реле Р (см. рис. 4), где K_1 и K_2 —контакты реле. На валу I находится контактное кольцо 3, замыкающее контакт $1/5$ оборота K_4 . Для экстренного (вручную) изменения направления вращения, параллельно с контактами K_5 и K_6 включены кнопки K_{11} и K_{12} . Спектрограмма от 0,4 до 1,2 μ записывалась при равномерном вращении барабана в одном направлении за 40 секунд.

В качестве источника применялся прожектор со стеклянным отражателем $\varnothing = 450$ мм и $f = 180$ мм, в фокусе которого была установлена 2 квт вольфрамовая лампа. Прожектор находился на высоте 2 м от поверхности земли и питался от стабилизированного источника 127 в.

Ошибки измерения α настоящей установкой вычислялись аналогично тому как рассчитывались погрешности для области спектра 1,5—13 μ (см. § 2). В результате обработки многочисленных спектрограмм получили:

- а) средне-квадратичную ошибку по стабильности за 6—8 часов непрерывной работы установки—5,6%,
- б) средне-квадратичную ошибку по стабильности за 3—5 мин. работы установки—1,25%,
- в) средне-квадратичную ошибку коэффициента перехода от одной чувствительности к другой—5,2%,
- г) средне-квадратичную ошибку за счет снятия отчета со спектрограммы—2%.

Ошибка, связанная с флуктуациями плотности облака, равна 10%.

Таким образом, при измерении $I_{0\alpha}$ и I_α допускаются следующие ошибки:

средне-квадратичная ошибка в измерении $I_{0\alpha}$ — $\sigma_1 = 7,9\%$,
средне-квадратичная ошибка в измерении I_α — $\sigma_2 = 11,6\%$.

На рис. 12 приведены функции $\sigma'(\alpha)$ и $\sigma''(\alpha)$, рассчитанные с учетом ошибок по стабильности соответственно за 6—8 часов и 3—5 мин. Как видно из графика, для величин α в интервале $0,02—0,04$ m^{-1} , средне-квадратичная ошибка в измерении α не превышает 10%.

Для контроля за работой спектральных установок проводились измерения α „Звездным фотометром“ ГГО. Подробное описание прибора и методики измерения α даны в

работе [12]. Отметим лишь, что фотометрировался источник в 1 свечу на расстоянии 100 м.

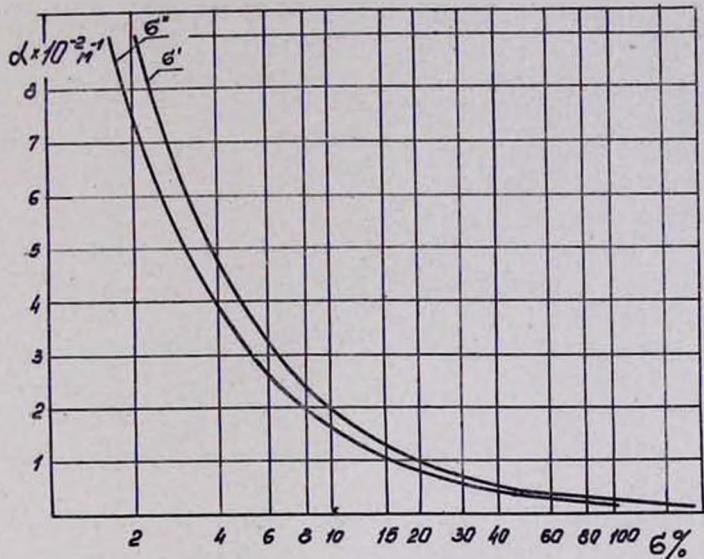


Рис. 12. Функции $\sigma'(z)$ и $\sigma''(z)$ для области спектра 0,4—1,2 μ

§ 4. Микроструктурные измерения и теоретический расчет α_λ

Для расчета теоретических кривых α_λ в области спектра 0,4—13 μ на трассе в 100 м (см. рис. 1) измерялась микроструктура тумана*, по методике [13], разработанной в Эльбрусской экспедиции ИПГ АН СССР.

Пробы тумана брались автоматически „поточными ловушками“, путем механического осаждения капель с определенного объема на стекло, покрытое смесью трансформаторного масла с вазелином. Последующим микрофотографированием проб определяли: концентрацию капель по разме-

* Измерения обеспечивались микрофизическими группой из отдела, канд. тех. наук Л. М. Левина.

рам — n_E , число капель в единице объема — N , средне-квадратичный диаметр капель — d_2 и т. д.

Как указывалось выше, измерение I_λ во всей области спектра $0,4-13 \mu$ занимало около 5 мин. Поэтому, в течение всей серии (5 мин.) „поточные ловушки“ брали 6 проб с интервалом 1 мин. между пробами, а результаты по всем пробам осреднялись. Кроме того, так как на трассе одновременно работали четыре „поточные ловушки“, то расчет α_λ производился на окончательно осредненном по всем ловушкам спектре капель (см. табл. 1).

В 1958 году проведено около 60 серий одновременных измерений α_λ и микроструктуры тумана, из которых 39 серий (см. табл. 1) используются для выводов в настоящей работе.

Для области спектра $1,5-13 \mu$ теоретическая кривая α_λ рассчитывалась по формуле (7) (см. [10]) двумя способами. В первом случае расчет $\alpha_{\lambda t}$ производился (см. [10]) по микроструктуре из табл. 1 и для длин волн, приведенных в табл. 2, а в качестве функции $K(\rho)$ использовалась кривая Пендорфа при $m = 1,33$ (см. рис. 2 [10]). Во втором случае кривая спектрального коэффициента ослабления $\alpha_{\lambda t}$ рассчитывалась по той же микроструктуре и для тех же длин волн, только вместо кривой $K(\rho)$ Пендорфа, использовались кривые $K(\rho)$, построенные с учетом изменения комплексного показателя преломления от длины волны радиации (см. рис. 6-15 [10]).

Теоретические кривые $\alpha_{\lambda t}$ для области спектра $0,4-1,0 \mu$, рассчитывались по аппроксимационной формуле (4) (см. [14]) следующим образом: для конкретной серии (см. табл. 1) по формуле (4) определялось значение σ_{400} , а затем, по известному d_2 , из табл. 1 и графику на рис. 5 (см. [14]), вычислялась дисперсия и строилась кривая $\alpha_{\lambda t}$.

Измерения α_λ проводились в слоисто-кучевых облаках фронтального происхождения или в туманах местного происхождения. Несмотря на то, что трасса находилась в устойчивом тумане иногда в течение 6-8 часов, все же наблюдались флюктуации плотности замутнения. Так как область спектра $0,4-13 \mu$ записывалась за 5 мин., то было важно, чтобы в течение этого промежутка времени флюктуации плотности не

Таблица I

| Число, м-и, год, час | 02.06.58 20.25 | 02.06.58 21.30 | 24.06.58 20.50 | 24.06.58 21.02 | 24.06.58 22.07 | 30.06.58 22.55 |
|-------------------------|---------------------------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| d в μ | 17,3 | 12,8 | 20,7 | 11,2 | 8,6 | 11,8 |
| N | 151,2 | 129,8 | 127,04 | 185,5 | 124,6 | 158,2 |
| d в μ | Число капель в единице объема — n_E | | | | | |
| 4—6 | 6,7 | 4,2 | 17,9 | 22,6 | 54,1 | 23,04 |
| 6—8 | 7,5 | 9,2 | 15,4 | 29,9 | 28,2 | 26,71 |
| 8—10 | 10,3 | 14,5 | 7,8 | 34,4 | 16,4 | 34,27 |
| 10—12 | 16,1 | 12,5 | 8,3 | 32,8 | 10,8 | 29,10 |
| 12—14 | 19,3 | 12,4 | 10,3 | 26,6 | 6,8 | 21,17 |
| 14—16 | 22,5 | 16,6 | 7,7 | 18,3 | 3,7 | 13,70 |
| 16—18 | 19,4 | 16,2 | 8,0 | 10,5 | 2,9 | 5,04 |
| 18—20 | 16,0 | 13,0 | 7,0 | 5,7 | 1,05 | 2,71 |
| 20—22 | 10,7 | 7,4 | 8,0 | 2,0 | 0,4 | 0,98 |
| 22—24 | 7,8 | 6,5 | 8,0 | 1,7 | 0,3 | 0,61 |
| 24—26 | 4,4 | 4,8 | 8,0 | 0,4 | 0,05 | 0,53 |
| 26—28 | 3,7 | 3,0 | 6,0 | 0,13 | | 0,14 |
| 28—30 | 2,7 | 2,4 | 4,0 | 0,08 | | 0,12 |
| 30—32 | 1,2 | 1,5 | 4,0 | | | 0,97 |
| 32—34 | 0,94 | 1,5 | 2,5 | | | 0,03 |
| 34—36 | 0,66 | 0,81 | 2,1 | | | 0,02 |
| 36—38 | 0,38 | 1,08 | 1,0 | | | 0,02 |
| 38—40 | 0,16 | 0,7 | 0,9 | | | 0,02 |
| 40—42 | 0,027 | 0,16 | 0,04 | | | |
| 42—44 | | 0,32 | 0,04 | | | |
| 44—46 | | 0,13 | 0,04 | | | |
| 46—48 | | 0,05 | 0,2 | | | |
| 48—50 | | 0,08 | | | | |

Продолж. табл. 1

| | | | | | | |
|-------------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| Число, м-ц, год, час | 30.06.58 23.22 | 30.06.58 00.15 | 30.06.58 01.30 | 30.06.58 01.40 | 02.07.58 21.07 | 02.07.58 21.30 |
| d_2 в μ | 9.1 | 13.4 | 14.1 | 13.3 | 10.4 | 5.8 |
| N | 287.5 | 132.37 | 41.5 | 41.6 | 252.12 | 320.40 |

| d в μ | Число капель в единице объема — n_E | | | | | |
|-------------|---------------------------------------|-------|------|------|------|-------|
| 4—6 | 69.7 | 40.67 | 1.52 | 4.7 | 79.2 | 199.6 |
| 6—8 | 73.9 | 38.87 | 3.52 | 6.1 | 59.7 | 75.0 |
| 8—10 | 71.3 | 20.60 | 4.13 | 5.9 | 36.5 | 29.6 |
| 10—12 | 39.5 | 11.32 | 3.58 | 5.7 | 35.0 | 10.7 |
| 12—14 | 18.7 | 4.80 | 5.57 | 4.1 | 31.5 | 3.3 |
| 14—16 | 6.61 | 3.77 | 6.00 | 3.6 | 18.7 | 1.1 |
| 16—18 | 3.61 | 3.35 | 5.41 | 3.2 | 9.8 | 0.75 |
| 18—20 | 3.61 | 3.34 | 5.00 | 3.2 | 5.1 | 0.36 |
| 20—22 | 1.51 | 2.51 | 2.39 | 3.2 | 2.4 | 0.05 |
| 22—24 | 1.54 | 1.20 | 1.57 | 2.0 | 1.1 | |
| 24—26 | 0.27 | 0.88 | 1.41 | 1.2 | 0.4 | |
| 26—28 | 0.47 | 0.39 | 2.08 | 0.6 | 0.17 | |
| 28—30 | 0.40 | 0.56 | 0.58 | 0.3 | 0.07 | |
| 30—32 | | 0.04 | 0.08 | 0.15 | 0.02 | |
| 32—34 | | | 0.05 | 0.02 | 0.02 | |
| 34—36 | | | 0.03 | | | |
| 36—38 | | | 0.04 | | | |

Продолж. табл. 1

| | | | | | | |
|-------------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| Число, м-ц, год, час | 02.07.58 22.15 | 20.07.58 21.15 | 20.07.58 22.19 | 20.07.58 22.53 | 30.07.58 21.15 | 04.08.58 21.20 |
| d_2 в μ | 7.3 | 9.9 | 10.7 | 11.0 | 14.1 | 10.8 |
| N | 258.9 | 106.79 | 93.71 | 188.1 | 187.7 | 89.50 |

| d в μ | Число капель в единице объема — n_E | | | | | |
|-------------|---------------------------------------|------|------|-------|------|------|
| 4—6 | 172.0 | 31.7 | 47.6 | 141.0 | 10.2 | 6.8 |
| 6—8 | 31.2 | 17.6 | 16.3 | 8.0 | 18.2 | 15.4 |
| 8—10 | 15.3 | 19.3 | 7.3 | 4.0 | 31.3 | 25.4 |
| 10—12 | 14.8 | 19.8 | 4.6 | 3.5 | 31.4 | 22.4 |
| 12—14 | 10.9 | 9.0 | 3.8 | 3.5 | 36.2 | 11.4 |
| 14—16 | 7.1 | 3.2 | 4.7 | 4.7 | 20.5 | 5.2 |
| 16—18 | 4.3 | 1.7 | 4.6 | 7.6 | 15.4 | 2.1 |
| 18—20 | 2.3 | 2.0 | 3.5 | 6.2 | 10.4 | 0.7 |
| 20—22 | 0.9 | 1.2 | 0.9 | 4.3 | 7.5 | 0.19 |
| 22—24 | 0.15 | 0.75 | 0.24 | 2.5 | 5.0 | 0.05 |
| 24—26 | | 0.2 | 0.12 | 1.4 | 3.3 | |
| 26—28 | | 0.13 | 0.04 | 0.6 | 2.1 | |
| 28—30 | | 0.02 | 0.02 | 0.25 | 1.0 | |
| 30—32 | | | | 0.01 | 0.48 | |
| 32—34 | | | | 0.01 | 0.3 | |
| 34—36 | | | | | 0.68 | |
| 36—38 | | | | | 0.11 | |
| 38—40 | | | | | 0.05 | |

Продолж. табл. 1

| Число, м-ц, год, час | 09.09.58 20.00 | 09.09.58 20.50 | 09.09.58 21.00 | 09.09.58 21.25 | 11.09.58 19.36 | 11.09.58 19.50 |
|-------------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| d_1 в μ | 10,6 | 11,00 | 10,4 | 7,8 | 8,8 | 14,4 |
| N | 135,3 | 209,5 | 304,4 | 287 | 152 | 95,6 |

| d в μ | Число капель в единице объема — n_E | | | | | |
|-------------|---------------------------------------|------|------|------|------|------|
| 4—6 | 47,5 | 53,0 | 89,2 | 133 | 75,2 | 12,8 |
| 6—8 | 11,4 | 22,0 | 34,1 | 51,5 | 25,0 | 4,9 |
| 8—10 | 16,3 | 34,2 | 48,7 | 55,2 | 23,1 | 7,8 |
| 10—12 | 23,0 | 35,8 | 50,8 | 30,2 | 13,9 | 11,2 |
| 12—14 | 24,7 | 30,0 | 38,4 | 11,6 | 6,7 | 14,2 |
| 14—16 | 8,4 | 20,3 | 24,7 | 4,7 | 3,4 | 17,2 |
| 16—18 | 2,2 | 8,9 | 11,6 | 0,8 | 1,7 | 12,9 |
| 18—20 | 0,93 | 3,6 | 5,0 | | 1,72 | 7,4 |
| 20—22 | 0,19 | 0,7 | 1,13 | | 0,9 | 3,2 |
| 22—24 | | 0,6 | 0,48 | | 0,4 | 2,3 |
| 24—26 | | | 0,2 | | 0,1 | 1,4 |
| 26—28 | | | | | 0,03 | 0,5 |
| 28—30 | | | | | 0,02 | 0,11 |
| 30—32 | | | | | | 0,05 |

Продолж. табл. 1

| Число, м-ц, год, год | 11.09.58 21.10 | 22.09.58 20.02 | 22.09.58 22.15 | 22.09.58 22.30 | 22.09.58 23.25 | 22.09.58 23.30 |
|-------------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| d_1 в μ | 14,3 | 9,2 | 11,6 | 10,9 | 8,0 | 12,0 |
| N | 47,2 | 75,8 | 100,4 | 114,6 | 261,6 | 122,2 |

| d в μ | Число капель в единице объема — n_E | | | | | |
|-------------|---------------------------------------|------|------|------|------|------|
| 4—6 | 9,2 | 10,7 | 19,8 | 30,1 | 182 | 59,2 |
| 6—8 | 4,5 | 15,0 | 13,0 | 19,3 | 25,8 | 16,9 |
| 8—10 | 5,3 | 26,2 | 20,7 | 23,2 | 13,5 | 6,6 |
| 10—12 | 5,6 | 16,5 | 15,4 | 19,4 | 9,6 | 4,9 |
| 12—14 | 5,9 | 5,1 | 8,4 | 14,3 | 7,1 | 6,2 |
| 14—16 | 5,6 | 1,9 | 8,7 | 5,9 | 8,2 | 10,8 |
| 16—18 | 4,6 | 0,3 | 7,6 | 1,4 | 7,0 | 8,9 |
| 18—20 | 2,9 | 0,07 | 3,9 | 0,7 | 5,3 | 5,2 |
| 20—22 | 1,9 | | 1,62 | 0,1 | 2,0 | 2,2 |
| 22—24 | 1,1 | | 0,69 | 0,07 | 0,7 | 0,6 |
| 24—26 | 0,45 | | 0,3 | 0,02 | 0,2 | 0,25 |
| 26—28 | 0,2 | | 0,1 | | 0,05 | 0,15 |
| 28—30 | 0,1 | | 0,02 | | | |
| 30—32 | 0,05 | | 0,03 | | | |

Продолж. табл. 1

| Число, м-ц. год, час | 22.09.58 01-04 | 22.09.58 01.10 | 22.09.58 01-45 | 22.09.58 02-00 | 22.09.58 02-10 | 30.09.58 20.10 |
|-------------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| d_z в μ | 11.6 | 10.5 | 9.2 | 12.6 | 9.9 | 14.9 |
| N | 54.2 | 70.6 | 107.3 | 291.7 | 409.8 | 132.5 |

| d в μ | Число капель в единице объема — n_E | | | | | |
|-------------|---------------------------------------|------|------|-------|------|------|
| 4—6 | 3.9 | 30.4 | 54.2 | 102.1 | 160 | 27.6 |
| 6—8 | 10.6 | 8.7 | 12.8 | 42.5 | 61 | 11.0 |
| 8—10 | 10.1 | 8.6 | 11.7 | 36.2 | 56.4 | 10.4 |
| 10—12 | 11.0 | 8.8 | 9.0 | 26.9 | 44.9 | 14.4 |
| 12—14 | 8.4 | 6.9 | 9.0 | 26.1 | 29.4 | 17.4 |
| 14—16 | 4.9 | 3.5 | 5.1 | 24.4 | 23.0 | 16.6 |
| 16—18 | 3.0 | 2.1 | 2.6 | 14.7 | 16.2 | 14.0 |
| 18—20 | 1.6 | 1.2 | 1.6 | 9.3 | 10.0 | 9.3 |
| 20—22 | 0.6 | 0.45 | 0.8 | 4.9 | 4.9 | 5.3 |
| 22—24 | 0.1 | 0.15 | 0.3 | 2.2 | 2.1 | 3.1 |
| 24—26 | | | 0.1 | 1.3 | 0.6 | 1.6 |
| 26—28 | | | 0.1 | 0.7 | 0.6 | 1.0 |
| 28—30 | | | | 0.2 | 0.3 | 0.6 |
| 30—32 | | | | 0.1 | 0.1 | 0.4 |
| 32—34 | | | | 0.1 | | 0.1 |
| 34—36 | | | | | 0.2 | |
| 36—38 | | | | | 0.1 | |

Продолж. табл. 1

| Число, м-ц. год, час | 30.09.58 22-30 | 30.09.58 23-05 | 30.09.58 23-15 |
|-------------------------|---------------------------------------|-------------------|-------------------|
| d_z в μ | 12.6 | 9.3 | 9.3 |
| N | 107.3 | 273.2 | 455 |
| d в μ | Число капель в единице объема — n_E | | |
| 4—6 | 16.4 | 86.7 | 180.3 |
| 6—8 | 10.4 | 48.1 | 79.5 |
| 8—10 | 13.7 | 58.4 | 79.6 |
| 10—12 | 19.0 | 42.2 | 55.4 |
| 12—14 | 20.02 | 18.9 | 32.8 |
| 14—16 | 11.4 | 8.7 | 15.0 |
| 16—18 | 8.0 | 4.8 | 6.2 |
| 18—20 | 5.6 | 3.2 | 4.1 |
| 20—22 | 1.2 | 1.5 | 1.1 |
| 22—24 | 0.5 | 0.6 | 0.5 |
| 24—26 | 0.25 | 0.2 | 0.16 |
| 26—28 | 0.1 | 0.04 | 0.39 |
| 28—30 | 0.05 | | 0.07 |

превышали 10%. Поэтому, для контроля за флюктуациями плотности облака применялась фотометрическая установка, работающая в интегральном потоке света 0,4—0,67 μ .

Параллельный световой пучок от прожектора при помощи комплекта конденсорных линз фокусировался на фотоэлемент интегральной установки. Интегральная установка находилась на «вышке» (см. рис. 1) вместе со спектральными приборами, а источником служил прожектор, применяемый для спектральных измерений в области спектра 0,4—1,2 μ . Интегральная установка—это однокаскадный мостиковый усилитель постоянного тока, собранный на лампе 6Ф5 (рис. 13)*, на сет-

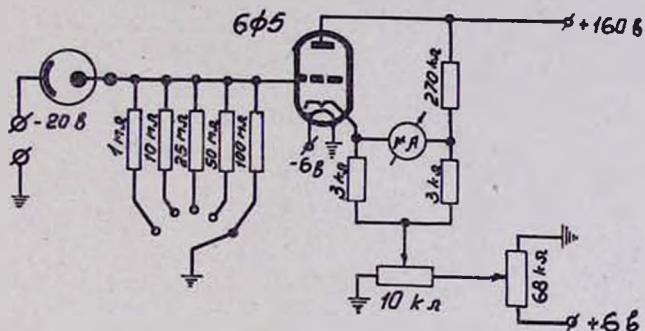


Рис. 13. Схема интегральной установки

ку которого подается сигнал от фотоэлемента СЦВ-6. Усилитель имеет 5 диапазонов чувствительности, что позволяет работать в широком диапазоне плотностей тумана. В качестве регистратора применялся гальванометр М-92, а питался усилитель от комплекта батарей БАС-70 и аккумулятора 6.3 v . Проверка установки на линейность и стабильность показала, что в пределах каждой шкалы усилитель работает линейно, а при работе в течение 6—8 часов, ошибка измерения не превышает 2%.

* Схема предложена проф. С. Ф. Родионовым.

Հ. Մ. ԱՊՎԱԶՅԱՆ

ԲՆԱԿԱՆ ԱՄՓԵՐՈՒՄ ԵՎ ՄԱՌԱԽԵՈՒՂՆԵՐՈՒՄ 0,4—13 մ
ՃԱՌԱԳԱՅՔՄԱՆ ԲՈՒՂԱՑՈՒՄԸ. I. ԶԱՓԵԼՈՒ ՄԵԹՈԴԻԿԱՆ
ԵՎ ԱՊԱՐԱՏՈՒՐԱՆ

Ա մ փ ո փ ո ւ մ

Հողվածում նկարագրվում է շափելու մեթոդիկան և ապարատուրան, որոնք կիրառվում էին հեղինակի կողմից 1955 թ. սկսած մինչև 1958 թ. ներառյալ՝ ՍՍՌՄ ԳԱ էլրուսի էկսպեղիցիայում՝ բնական ամպերի և մառախուղների թափանցիկության փորձնական հետազոտությունների նպատակով, 0,4—13 մ ճառագայթման համար: Էլրուսի լանջին շափումների համար (բարձրությունը ծովի մակերևույթից 3100 մետր), սարքավորված էր 190 մետր երկարությամբ տրասսա (տես նկ. 1), իսկ հետազոտությունները հիմնականում անշ էին կացվում ճառագայթման աղբյուրի և ընդունիչի միջև 100 մետր հեռավորությունից:

Զափելու մեթոդիկան կայանում է ճառագայթման աղբյուրի ինտենսիվության գրանցման մեջ, երբ տրասսան գտնվում է մառախուղում (I) և առանց մառախուղի (I₀): Հետազարդում թուլացման սպեկտրուլ գործակիցը հաշվարկվում է բանաձեռով (1):

0,4—13 մ սպեկտրի սահմանում առ մեծությունը միաժամանակ չափվում էր երկու գործիքով լուսապատկերաշափով՝ 1,5—12 մ սահմանի համար և լուսապատկերաշափով՝ 0,4—1,2 մ սահմանի համար: Բացի դրանից, շափումների համար օգտագործվում էին դարձյալ երկու գործիք: ինտեգրալ գործիք (0,4—0,65 մ)՝ ամպերի տատանումները վերհսկելու համար և աստղերի ՀՀՕ-ի ֆուտոմետր՝ լուսապատկերաշափիչների աշխատանքի վրա վերհսկելու համար:

1,5—13 մ սահմանի համար լուսապատկերաշափը (տես § 2) իրենից ներկայացնում է մեր կողմից մոդեռնացված ԻԿՍ՝ ինֆրակարմիր լուսապատկերաշափի ունի մուտքի երկու պարարողիկան հալելի L_2 ($\varnothing = 960$ մմ և $f = 640$ մմ) L_3 ($\varnothing = 260$ մմ և $f = 180$ մմ) (տես նկ. 3): Որպես ճառագայթման աղբյուր կիրառվում է ներնստի շտիֆաղ, որը տեղադրված է L_1 ($\varnothing = 960$ մմ և $f = 640$ մմ) պարարողիկան հալելու կիզակետում:

0,4—1,2 μ սահմանի համար լուսապատկերաշափը նույնականացված էր մեր կողմից (տես § 3) և եադկացած էր MC—6 մոնոխրոմոտորից, ΦԷՍ-22 ֆոտորազմապատկիչից, ուժեղացոցի չից՝ ֆոտոգրանցումով: Որպես ճառագայթման աղբյուր կիրառվում էր 3 կվ վոլֆրամային լամպը, որը տեղադրված էր $\varnothing = 450$ մմ և $f = 180$ մ.մ հայելու կիզակետում:

ա) -ի տեսական հաշվարկի համար տրաստալում չորս հետազոտությունում միջոցով շափվում էր մառախուղի միկրոկառուցվածքը: Հողվածում նկարագրվում է ա) հաշվարկման մեթոդը ըստ շափած միկրոկառուցվածքի և բերվում է 1958 թ. փորձառական նյութը:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *Mie G.* Ann. d' Physik, 25, 377, 1908.
2. *Anderson.* Aviation, 28, 19, 10, 1930.
3. *Granath and Hulbert.* Phys. Rev. 34, 140, 1929.
4. *Houghton H.* Phys. Rev. 38, 152, 1931.
5. *Stratton J. and Houghton H.* Phys. Rev., 38, 159, 1931.
6. *Бокин П. Я., Брунберг В. И., Лебедев А. А., Черняев В. И.* Труды Эльбруссской экспедиции АН СССР 1934—1935 гг., Изд. АН СССР, 1936 г.
7. *Дривинг А. Я., Миронов А. Я., Морозов В. М., Хвостиков И. А.* Известия АН СССР, серия географич. и геофизическая, № 2, 1943.
8. *Хвостиков И. А.* Известия АН СССР, серия географич. и геофизическая, 3, 82, 1942.
9. *Шифрин К. С.* Рассеяние света в мутной среде ГИТТЛ, 1951.
10. *Айвазян Г. М.* Теоретический расчет спектрального коэффициента ослабления радиации 1,5—15 μ в полидисперсных облаках и туманах с учетом изменений комплексного показателя преломления от длины волны радиации (настоящий сборник стр. 15).
11. *Бочаров Е. И.* Известия АН СССР, серия геофизическая, 5, 678, 1958.
12. *Барченева О. Д., Болдырев Н. Г., Бутылев А. А.* Труды ГГО, вып. 42 (104), стр. 59, 1953.
13. *Левин Л. М. и Старостина Р. Ф.* Труды ГЕОФИЛН, № 7А, 1954.
14. *Айвазян Г. М.* К вопросу ослабления радиации 400—1000 μ в полидисперсных облаках и туманах (настоящий сборник, стр. 3).

Г. М. Айвазян

ОСЛАБЛЕНИЕ РАДИАЦИИ 0,4—13 μ В ЕСТЕСТВЕННЫХ
ОБЛАКАХ И ТУМАНАХ*. II

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПО ПРОЗРАЧНОСТИ
ОБЛАКОВ И ТУМАНОВ

§ 1. Результаты исследования в области 0,4—1,2 μ

В 1958 году с аппаратурой, описанной в первой части настоящей работы [1], записано около 300 спектральных распределений энергии источника в замутненной атмосфере, из которых 144 используются для выводов в настоящей работе. Каждая спектrogramма разбивалась на 25 равных частей и величина α_λ рассчитывалась по формуле (1) (см. [1]) для 25 значений λ , перекрывающих область спектра 500—1100 μ . В табл. 1 приведены деления барабана монохроматора и соответствующие им λ в μ , для которых проводились расчеты. В дальнейшем по полученным величинам α строились кривые зависимости коэффициента ослабления от длины волны λ .

Анализ кривых показал, что имеется большое разнообразие в характере хода кривых α_λ . Оказалось, что кривые α_λ могут меняться не только день ото дня, но и в течение дня от спектра к спектру, в то время как измеренная микроструктура не показывает существенных изменений. Одновременно с этим наблюдаются дни, когда за 1—1,5 часа ход кривой остается почти постоянным, а α_λ меняется только по абсолютной величине.

* Настоящая работа включает материалы отчета автора по заданию „Эльбрус“—Эльбрусская экспедиция ИПГ АН СССР, г. Нальчик, 1958.
5—243

Таблица 1

| Делен. барабана | λ в $m\mu$ | Делен. барабана | λ в $m\mu$ | Делен. барабана | λ в $m\mu$ | Делен. барабана | λ в $m\mu$ |
|-----------------|--------------------|-----------------|--------------------|-----------------|--------------------|-----------------|--------------------|
| 25.20 | 517 | 39.56 | 627 | 49.15 | 752 | 54.55 | 866 |
| 29.95 | 545 | 41.19 | 644 | 49.96 | 760 | 53.11 | 990 |
| 31.59 | 559 | 42.80 | 657 | 50.77 | 777 | 55.67 | 1045 |
| 33.13 | 572 | 44.29 | 683 | 51.53 | 790 | 56.19 | 1100 |
| 34.76 | 583 | 45.99 | 705 | 52.29 | 804 | | |
| 36.30 | 595 | 47.68 | 728 | 53.14 | 833 | | |
| 38.01 | 614 | 48.41 | 740 | 53.99 | 850 | | |

Если облака и туманы по характеру стабильности хода кривых разбить на два класса:

а) облака и туманы, в которых за 1—1,5 часа ход кривой остается постоянным, а абсолютная величина α_λ меняется,

б) облака и туманы, в которых за 1—1,5 часа меняются как ход кривой α_λ , так и его абсолютная величина, то дни по этой классификации распределяются согласно табл. 2. Легко заметить, что преобладают туманы второго

класса не учитывая еще то, что два дня из численных к I классу, можно с таким же успехом отнести и ко II классу.

На рис. 1 приведены кривые α_λ для

одного из дней туманов I класса. По оси абсцисс отложена длина волн в $m\mu$, а по оси ординат — α в обратных метрах (m^{-1}). Как видно из рис. 1, за 1,5 часа, ход кривых остается постоянным, а α_λ меняется по абсолютной величине в интервале $1-2,5 \times 10^{-2} m^{-1}$.

В туманах II класса (см. рис. 2) встречается сравнительно мало случаев, (около 20%), когда ход кривой α_λ изменяется по всей области 550—1100 $m\mu$.

Таблица 2

| I класс | II класс |
|----------|----------|
| 03.06.58 | 04.04.58 |
| 20.07.58 | 05.04.58 |
| 30.07.58 | 02.06.58 |
| 18.09.58 | 20.06.58 |
| 22.09.58 | 07.08.58 |
| 30.09.58 | 08.09.58 |
| | 09.09.58 |
| | 11.09.58 |
| | 17.09.58 |
| | 23.09.58 |

В основном изменения наблюдаются в области 550—850 μ m, что наглядно можно видеть на рис. 2, а еще лучше на рис. 3.

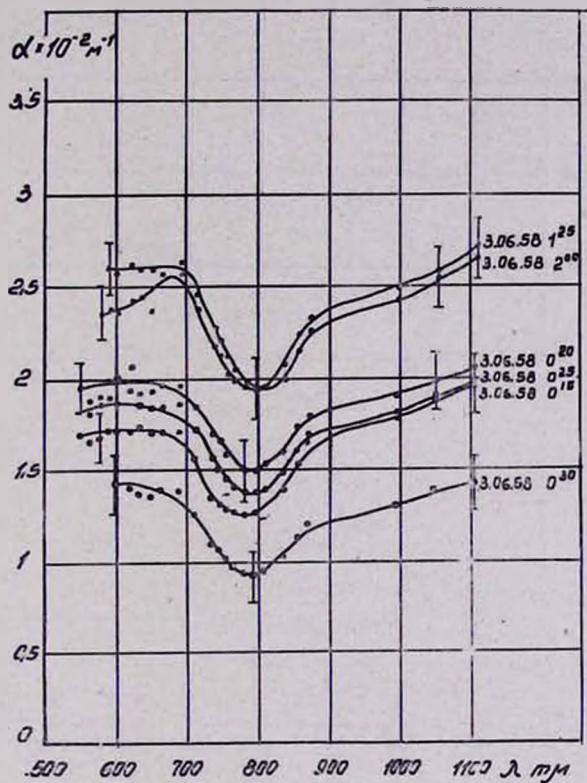


Рис. 1

Таким образом, большинство кривых α резко меняется от спектра к спектру, в то время как микроструктура среды остается почти неизменной*. Поэтому чтобы выявить радиацию, для которой облака и туманы наиболее прозрачны, необходимо обратиться к статистическому методу

* Необходимо учесть, что "поточные ловушки" не захватывают капель диаметром меньше 4 μ .
5*

обработки экспериментального материала, тем более, что наблюдаемые величины α_λ находятся преимущественно в сравнительно узком интервале $2-4 \times 10^{-2} \text{ см}^{-1}$.

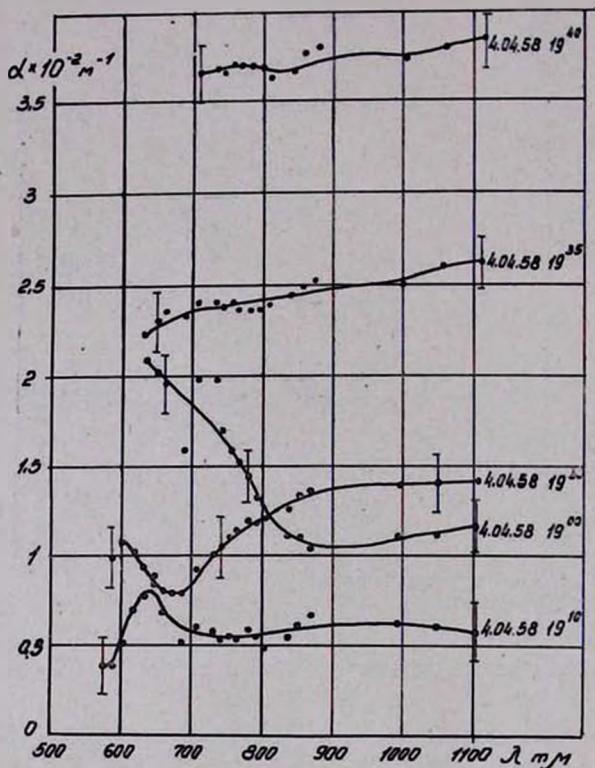


Рис. 2

Тогда по характеру хода спектрального коэффициента ослабления, кривые α_λ можно разбить на пять видов:

- нейтральный ход α_λ ;
- уменьшение величины α_λ в коротковолновой области спектра (аномальный ход);
- минимум кривой α_λ в области $750-850 \text{ мкм}$;
- увеличение величины α_λ в коротковолновой области спектра (нормальный ход) и нейтральный ход в длинноволновой области;

д) уменьшение величины α_λ в коротковолновой области спектра и нейтральный ход в длинноволновой области.

Рассмотрим каждый из этих видов в отдельности.

а) Если принять количество обработанных спектрограмм

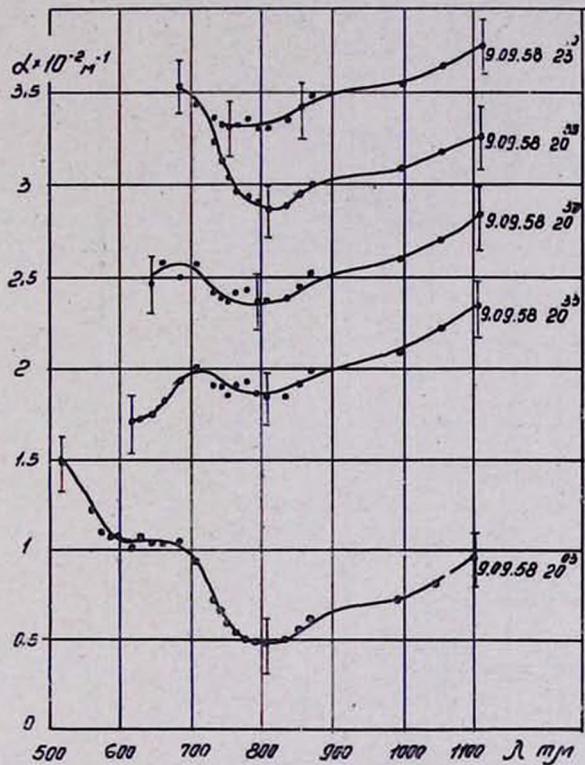


Рис. 3

(144 шт.) за 100%, то на кривые с нейтральным ходом α_λ приходится 10% спектрограмм. На рис. 4 изображены кривые α_λ за несколько дней. Вертикальными отрезками на каждой кривой показаны погрешности, рассчитанные согласно кривой погрешностей (см. рис. 12 [1]). Все экспериментальные точки лежат в пределах погрешности измерения, поэтому ход α_λ можно считать независящим от длины волны радиации.

б) Абсолютная величина α_λ при $\lambda = 550 \text{ мкм}$ всегда мала по сравнению с $\lambda = 1100 \text{ мкм}$, а это означает, что туман более прозрачен для коротких длин волн, чем для длинных (см. рис. 5). Подобных кривых 5% от общего количества обработанных спектрограмм. Если дисперсия вычисляется по формуле: $Q = \left(1 - \frac{\alpha_{800}}{\alpha_{1100}}\right) \cdot 100\%$ (см. [2]), то величина Q

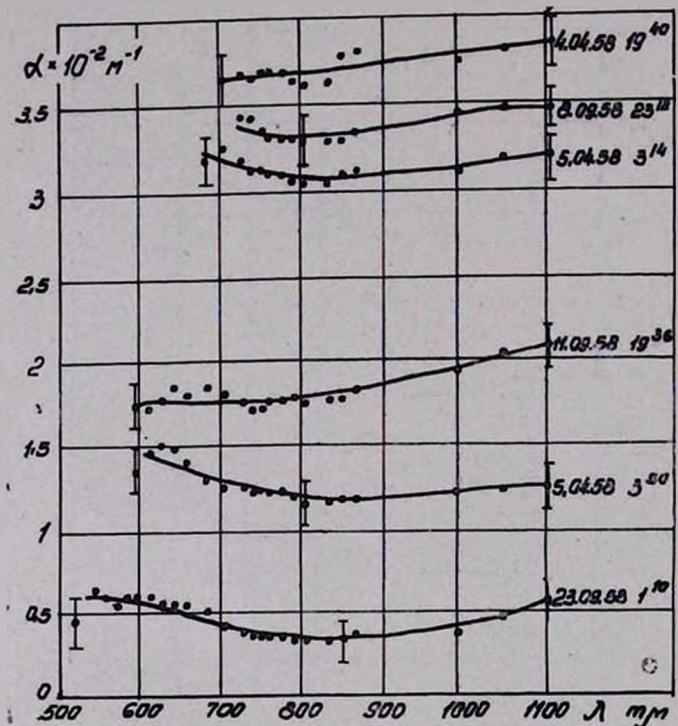


Рис. 4

в некоторых случаях достигает 25–30%. Для кривых на рис. 5, величины Q меняются от 10 до 30%.

в) Кривые α_λ с минимумом при $\lambda = 750–850 \text{ мкм}$ встречаются в 55% случаев (см. рис. 6). Для характеристики дисперсии в пределах каждой кривой рассматриваются величины $\frac{\alpha_{550}}{\alpha_{800}}$ и $\frac{\alpha_{1100}}{\alpha_{800}}$. В табл. 3 приведены эти значения для

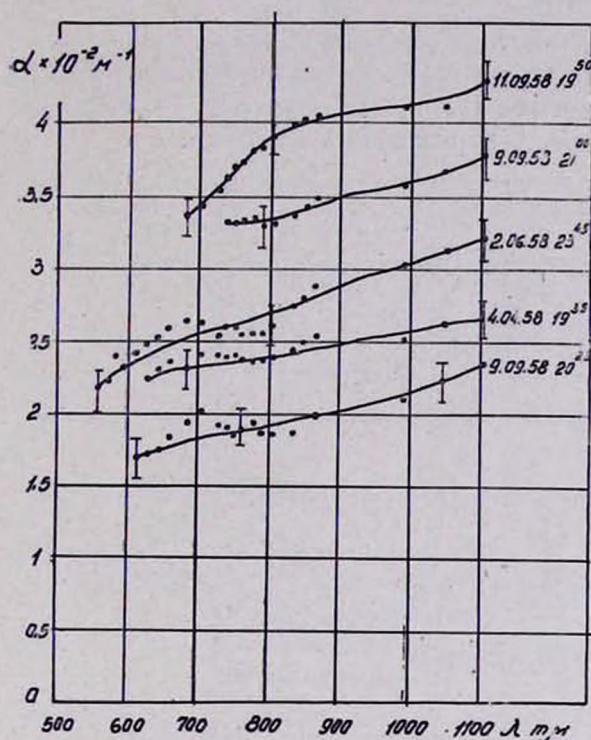


Рис. 5

кривых на рис. 6. Как видно из таблицы, величины $\frac{\alpha_{1100}}{\alpha_{900}}$ и $\frac{\alpha_{350}}{\alpha_{800}}$ достигают соответственно значений 1,88 и 2,34, а это

Таблица 3

| Дата | 3.06.58 03.25 | 7.08.58 00.06 | 30-09.58 23.08 | 3-06.58 00.20 | 3-06.58 00.15 | 20.06.58 22.50 |
|--------------------------------------|------------------|------------------|-------------------|------------------|------------------|-------------------|
| $\frac{\alpha_{350}}{\alpha_{800}}$ | 1,11 | 1,30 | 2,30 | 1,26 | 1,22 | 2,34 |
| $\frac{\alpha_{1100}}{\alpha_{900}}$ | 1,19 | 1,30 | 1,88 | 1,35 | 1,37 | 1,47 |

означает, что при одинаковых условиях прохождения радиации через туман, радиация $\lambda = 800 \text{ m}\mu$ в 1,88 раз лучше проходит через туман, чем радиация $\lambda = 1100 \text{ m}\mu$ и в 2,34 раза лучше, чем радиация $\lambda = 550 \text{ m}\mu$.

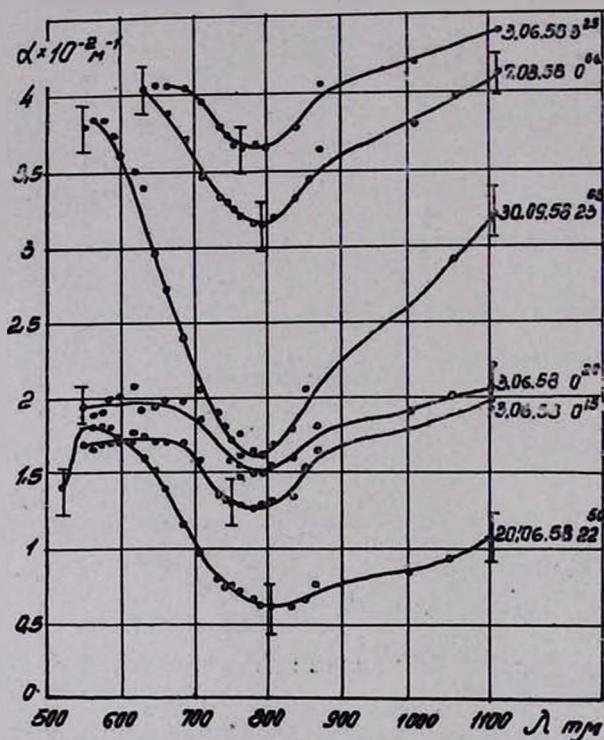


Рис. 6

г) В области $550-750 \text{ m}\mu$ абсолютная величина α_λ уменьшается с увеличением λ , а начиная с $\lambda = 750 \text{ m}\mu$ и до $\lambda = 1100 \text{ m}\mu$, ход α_λ нейтрален (см. рис. 7). Подобные кривые встречаются в 25% случаев, а отношение $\frac{\alpha_{800}}{\alpha_{550}}$ меняется от 1,2 до 4 раз.

д) Абсолютная величина α_λ , начиная с $\lambda = 550 \text{ m}\mu$ и до $\lambda = 750 \text{ m}\mu$, увеличивается, а в области $750-1100 \text{ m}\mu$ ход кривой α_λ нейтрален (см. рис. 8). Таких кривых всего 5%

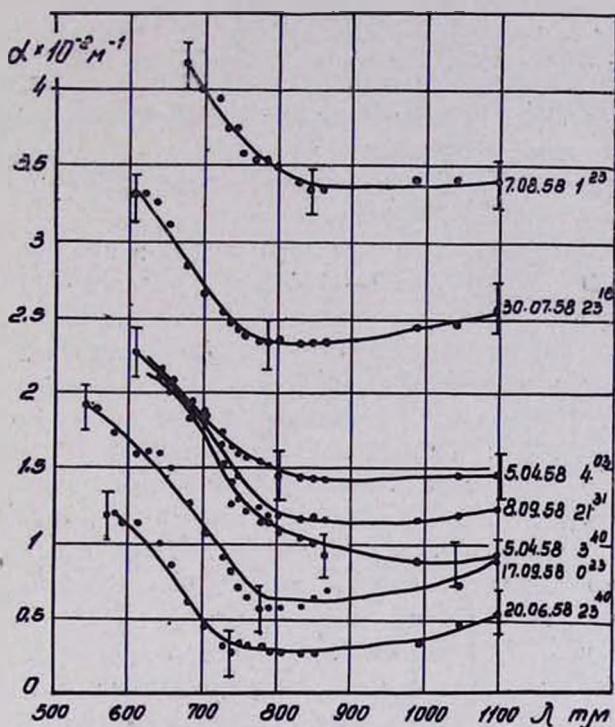


Рис. 7

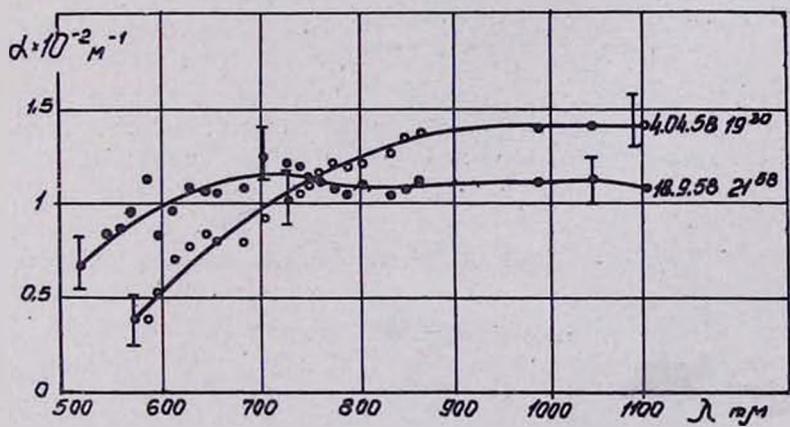


Рис. 8

от общего количества обработанных спектрограмм, а величина $\frac{\alpha_{800}}{\alpha_{350}}$ достигает 2,9 раза.

Таким образом, при работе во всей области 550—1100 μ необходимо ориентироваться на радиацию $\lambda = 750—850 \mu$, которая в несколько раз лучше проходит через туман, чем радиация $\lambda = 550$ и 1100 μ .

Рассмотрим теперь характер хода α_λ в каждой из областей 550—750 μ и 750—1100 μ . В области 550—750 μ кривые с нейтральным ходом встречаются в 10% случаев (вид *а*), с нормальным ходом $\alpha_\lambda = 80\%$ случаев (виды *в*, *г*) и с аномальным ходом $\alpha_\lambda = 10\%$ случаев (виды *б*, *д*), т. е. преобладают кривые с нормальным ходом α_λ и только в 20% случаев может иметь место аномальный и нейтральный ход. Для области 750—1100 μ имеем: нейтральный ход $\alpha_\lambda = 40\%$ (виды *а*, *г*, *д*) и аномальный ход—60% (виды *б*, *в*). Таким образом, в области 750—1100 μ наиболее часто встречается аномальный ход α_λ , и совершенно не совпадают кривые с нормальным ходом.

Остановимся теперь на вопросе совпадения экспериментальных кривых α_λ с теоретическими $\alpha_{\lambda t}$, которые рассчитывались с привлечением микроструктурного материала по облакам и туманам (см. табл. 1 [1]). Как видно из табл. 1, кривые α_λ измерялись в облаках и туманах со средне-квадратичным диаметром d_2 , изменяющимся в интервале $5.8 \mu < d_2 < 19.3 \mu$. Тогда, согласно нашей работе [2] (см. рис. 5), в области спектра 550—1100 μ кривые $\alpha_{\lambda t}$ должны иметь аномальный или нейтральный ход, а дисперсия при аномальном ходе не должна превышать 20%. Сравнение же экспериментальных и теоретических кривых показало, что кривые сходятся лишь в 30% случаев, причем, в 15% случаев α_λ и $\alpha_{\lambda t}$ совпадают как по величине, так и по дисперсии во всей области 550—1100 μ (см. рис. 9, 09.09.58), а в остальных 15% случаев кривые совпадают по дисперсии в области 750—1100 μ (см. рис. 9, 22.09.58), и имеется различие по абсолютной величине в области 500—750 μ . Большинство теоретических кривых

(в 70% случаев) проходят выше экспериментальных, а различие по величине может доходить иногда до 15 раз. Для характеристики этого явления рассматривается отношение $\frac{\alpha_{\lambda,т}}{\alpha_\lambda}$ при $\lambda = 750 \text{ m}\mu$. На случай, когда $\frac{\alpha_{\lambda,т}}{\alpha_\lambda} = 1,5 - 2,5$ приходится 35% кривых (см. рис. 10, 22.09.58), а остальные 35%

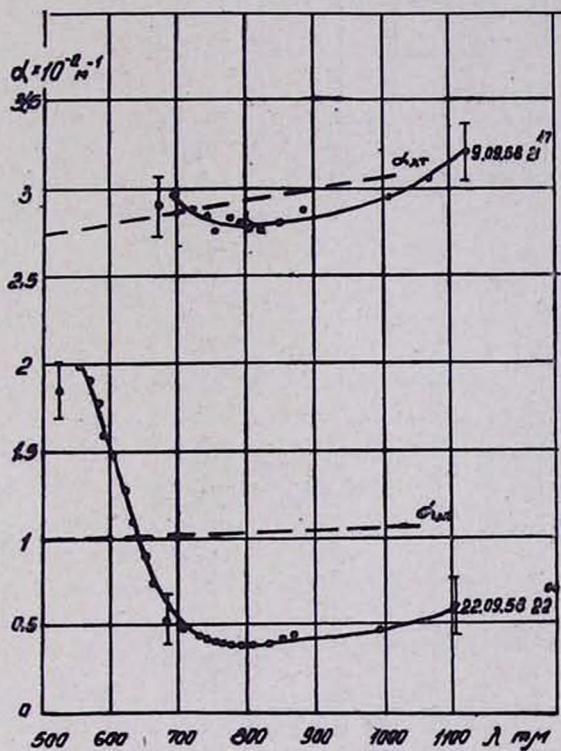


Рис. 9

кривых распределяются: 30% — на случай, когда $\frac{\alpha_{\lambda,т}}{\alpha_\lambda} = 3 - 6$ (см. рис. 10, 09.09.58) и 5% — на случай, когда $\frac{\alpha_{\lambda,т}}{\alpha_\lambda} \leq 15$ (см. рис. 11, 04.08. 58). Таким образом, упорно прослеживается факт, что величины $\alpha_{\lambda,т}$ в среднем 2—3 раза превосходят α_λ . Следует отметить, что подобное явление наблю-

далось и в измерениях 1956 года, но тогда величины $\frac{\alpha_{\lambda T}}{\alpha_{\lambda}}$ не превосходили 2 раз, когда измерения проводились в туманах местного происхождения.

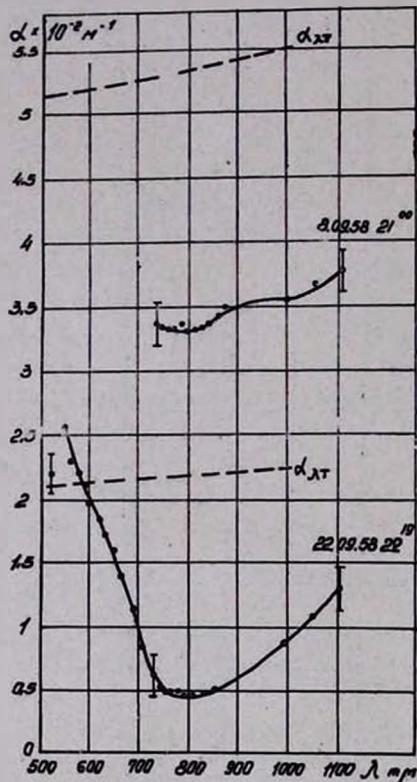


Рис. 10.

ство кривых с аномальным ходом совпадает по дисперсии (60%), уже говорит в пользу некоторого подтверждения выводов теории [2].

Таким образом, по вопросу ослабления радиации 0,4–1,2 μ облаками и туманами можно прийти к следующим выводам:

1. В области спектра 550–750 $\mu\mu$ облака и туманы наиболее прозрачны для радиации $\lambda = 750 \mu\mu$, которая в-

Если сравнить $\alpha_{\lambda T}$ и α_{λ} в области 750–1100 $\mu\mu$, то в 60% случаев кривые совпадают по дисперсии, хотя по абсолютной величине они отличаются в несколько раз.

Из всего вышесказанного нельзя заключить, что получено необходимое совпадение экспериментальных данных с теоретическими. И наши результаты еще раз убеждают в необходимости дальнейших исследований для выяснения причин расхождения теории с экспериментом. Но одно лишь то, что во время экспериментальных измерений в области 750–1100 $\mu\mu$ не обнаружено ни одной кривой с нормальным ходом α_{λ} (см. выше), а большин-

1,2—4 раза лучше проходит через туман, чем радиация $\lambda = 550 \text{ m}\mu$.

2. В области спектра 750—1100 $\text{m}\mu$ облака и туманы наиболее прозрачны для радиации $\lambda = 750 \text{ m}\mu$. Причем, дисперсия аномального хода (см. [2]) может достигать 45%.

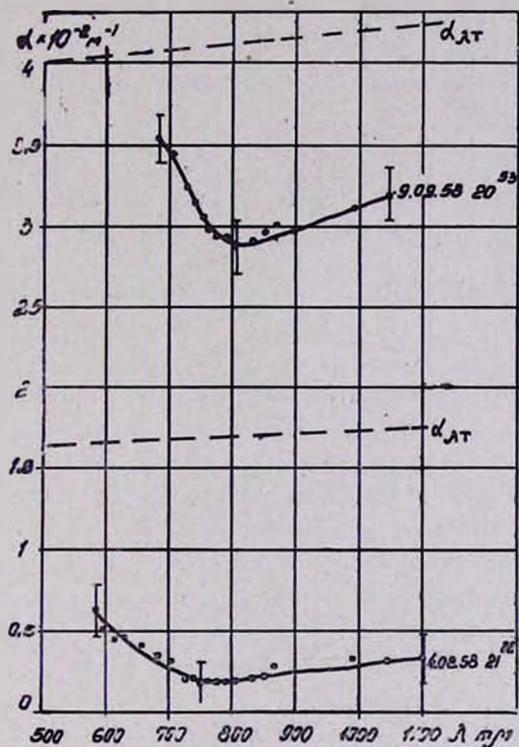


Рис. 11

3. При выборе рабочей длины волны в области спектра 550—1100 $\text{m}\mu$ необходимо отдать предпочтение радиации $\lambda = 750 \text{ m}\mu$, для которой туманы почти в 2 раза прозрачнее, чем для радиации $\lambda = 550$ и $1100 \text{ m}\mu$.

§ 2. Результаты исследования в области 1,5—13 μ

В 1958 году ИК спектрометром [1] записано 180 спектральных распределений интенсивности источника через об-

лака и туманы, из которых 72 используются для выводов в настоящей работе. Расчеты проводились по формуле (1) (см. [1]) для 20 значений λ из диапазона 1,5—13 μ (см. табл. 4).

Таблица 4

| Делен. барабана | λ в μ | Делен. барабана | λ в μ | Делен. барабана | λ в μ | Делен. барабана | λ в μ |
|--------------------|-------------------|--------------------|-------------------|--------------------|-------------------|--------------------|-------------------|
| 19,4 | 1,50 | 17,6 | 5,30 | 14,9 | 9,00 | 12,6 | 11,0 |
| 19,1 | 1,75 | 17,3 | 5,80 | 14,5 | 9,35 | 12,0 | 11,60 |
| 18,8 | 2,00 | 16,0 | 7,70 | 14,0 | 9,80 | 11,5 | 12,0 |
| 18,5 | 3,00 | 15,8 | 8,00 | 13,7 | 10,0 | 11,0 | 12,4 |
| 18,3 | 3,40 | 15,5 | 8,40 | 13,0 | 10,7 | 10,2 | 13,0 |

Величины α_λ рассчитывались в окнах пропускания, поэтому данных для области 5,8—7,7 μ , где имеется сильная полоса поглощения воды, у нас нет. Полученные α_λ использовались для построения кривых зависимости коэффициента ослабления от длины волны λ .

Как уже указывалось ранее [1], спектр от 1,5 до 13 μ был разбит на две части и измерения α_λ проводились последовательно в областях 1,5—6 μ и 7—13 μ . Поэтому, для удобства рассмотрим сначала характер кривых α_λ в каждой из областей в отдельности.

1. В области 1,5—6 μ кривые α_λ встречаются двух видов: с нормальным и аномальным ходом. На долю кривых с нормальным ходом приходится 29% от общего количества рассмотренных спектрограмм (см. рис. 12). Величины $\frac{\alpha_{1,5}}{\alpha_{6,0}}$ для кривых на рис. 12 меняются от 1,63 до 2,5 раз. Кривые с аномальным ходом α_λ встречаются в 71% случаев (см. рис. 13). Различие между величинами $\alpha_{1,5}$ и $\alpha_{6,0}$ большое, и отношение $\frac{\alpha_{6,0}}{\alpha_{1,5}}$ иногда достигает 4,4 раза. Таким образом, подавляющее большинство кривых имеет аномаль-

ный ход α_λ , поэтому при работе в области спектра 1,5—6,0 μ необходимо ориентироваться на радиацию $\lambda = 1,5 \mu$.

2. В области спектра 7—13 μ кривые α_λ в 95% случаев имеют минимум при при $\lambda = 11$ —12 μ (см. рис. 14). Постепенный спад кривой (улучшение прозрачности с увеличением λ) наблюдается во всей области 8—11 μ , а в дальнейшем, с увеличением λ значения α_λ резко возрастают. Хотя

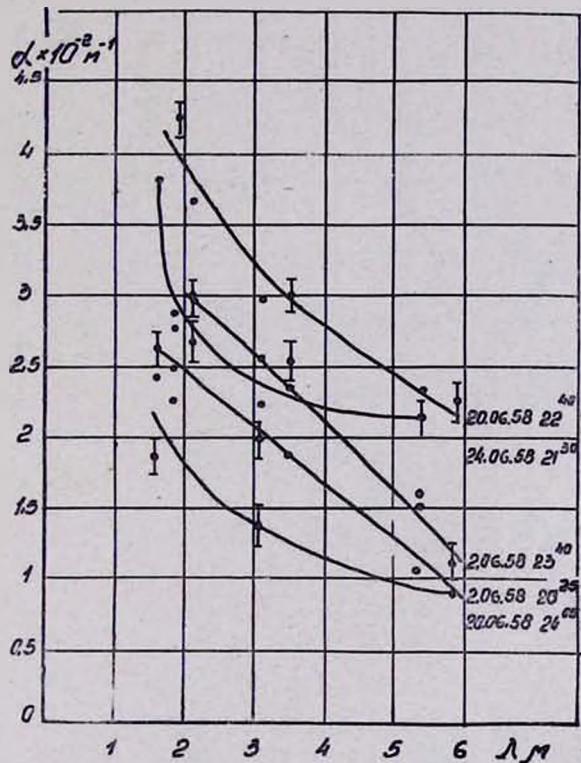


Рис. 12

в некоторых случаях величины $\alpha_{12,0}$ и $\alpha_{13,0}$ отличаются друг от друга в пределах погрешности измерения, все же общая тенденция к увеличению значений α_λ после $\lambda = 12 \mu$ прослеживается. Для кривых на рис. 14 величины $\frac{\alpha_{8,0}}{\alpha_{12,0}}$ меняются от 1,95 до 3,9 раз. Таким образом, почти для всех

рассмотренных спектрограмм по ослаблению радиации 8—13 μ облаками и туманами, радиация $\lambda = 11$ —12 μ в несколько раз лучше проходит через туман, чем радиация соседних длин волн.

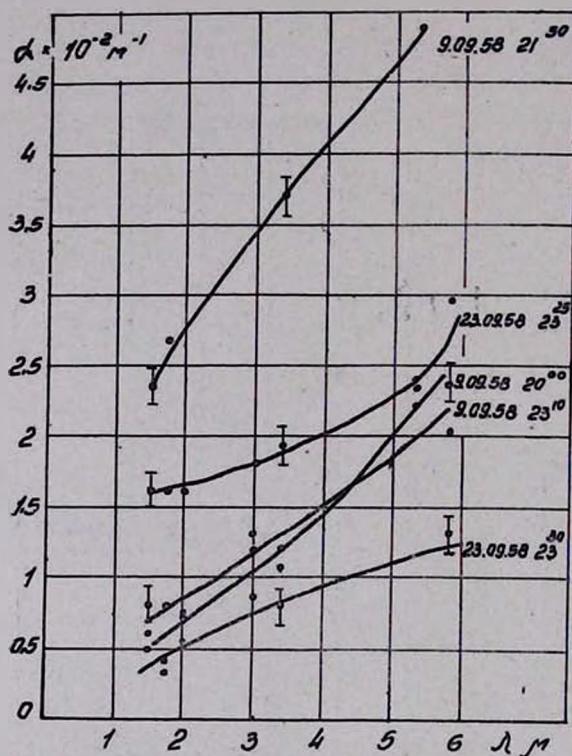


Рис. 13

Рассмотрим теперь ослабление ИК радиации во всей области 1,5—13 μ . Для этого (см. выше) достаточно сравнить результаты одновременных измерений величин α_λ при $\lambda = 1,5 \mu$ и $\lambda = 12 \mu$. Анализ показал, что величины $\alpha_{1,5}$ могут быть больше или меньше величин $\alpha_{12,0}$. На случай, когда $\alpha_{1,5} > \alpha_{12,0}$ приходится 76% от общего количества кривых (см. рис. 15), т. е. подавляющее большинство, а отношение $\frac{\alpha_{1,5}}{\alpha_{12,0}}$, рассчитанное для всех кривых, может коле-

баться от 1,2 до 3 раз (наиболее часто порядка двух раз).

Подводя итог экспериментальному исследованию во всей области 1,5—13 μ , следует констатировать факт, что облака и туманы наиболее прозрачны для радиации $\lambda = 11 - 12 \mu$.

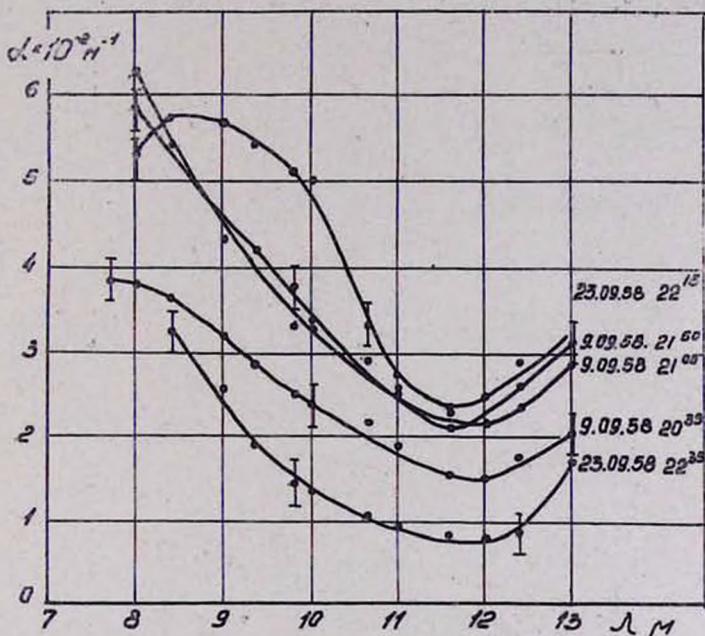


Рис. 14

Перейдем к сравнению экспериментальных кривых α_{λ} с теоретическими $\alpha_{\lambda t}$ и $\alpha_{\lambda t}^*$, которые рассчитывались на основе измеренной микроструктуры замутнения (см. [1]). Напомним, что $\alpha_{\lambda t}$ рассчитывались при помощи кривой $K(\rho)$ Пендорфа ($m = 1,33$), а для расчетов $\alpha_{\lambda t}^*$ использовались кривые $K(\rho)$, построенные с учетом изменения m от λ (см. [3] рис. 6—15). На каждом рисунке (см. рис. 16—22) сплошной линией дана кривая α_{λ} , пунктирной — $\alpha_{\lambda t}$ и штрих-пунктирной — $\alpha_{\lambda t}^*$.

Рассмотрим пока совпадение экспериментальных и теоретических кривых в области 8—13 μ , так как эта область,

согласно теории [3], интересна „окном прозрачности“ при $\lambda = 10-12 \mu$ и поэтому важно знать насколько точно эксперимент подтверждает выводы теории. Для области $8-13 \mu$ можно с уверенностью утверждать, что ход кривой α , почти всегда совпадает с α_{th}^* и нет никакого сходства с кривой α_{th} (см. рис. 16-20). Этот вывод подтверждается еще

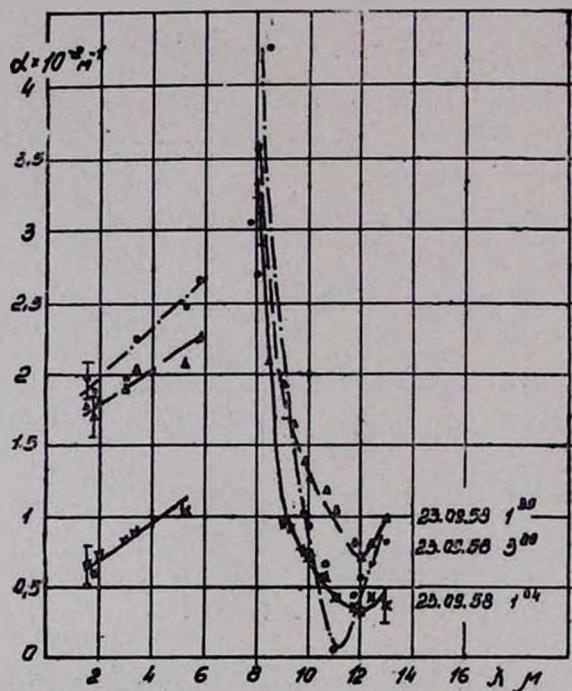


Рис. 15

и тем, что 95% кривых α_{λ} (см. выше) имеют минимум при $\lambda = 12 \mu$. Для большинства экспериментальных кривых характерным является то, что минимум кривых α_{λ} почти всегдамещен в сторону длинных волн и вместо $\lambda = 11 \mu$, как следовало ожидать из теории [3], приходится при $\lambda = 12 \mu$. Не будь этого смещения, мы бы имели гораздо лучшее совпадение α_{λ} и α_{th}^* и по величине, хотя бы в пределах погрешности измерения. Кривые α_{th}^* в 43% случаев совпа-

дают с кривыми α_λ (см. рис. 16, 17), а в остальных 57% случаев смещены в целом по отношению к кривым $\alpha_{\lambda\tau}^*$ вверх или вниз. Причем 27% кривых α_λ проходят ниже $\alpha_{\lambda\tau}^*$ (см. рис. 18), и отношение $\frac{\alpha_\lambda^*}{\alpha_{\lambda\tau}^*}$ меняется в пределах 1,32—2,1 раза, а 30% кривых α_λ проходят выше $\alpha_{\lambda\tau}^*$ (см. рис. 19) и отношение $\frac{\alpha_\lambda}{\alpha_{\lambda\tau}^*}$ изменяется от 1,3 до 2,6 раз.

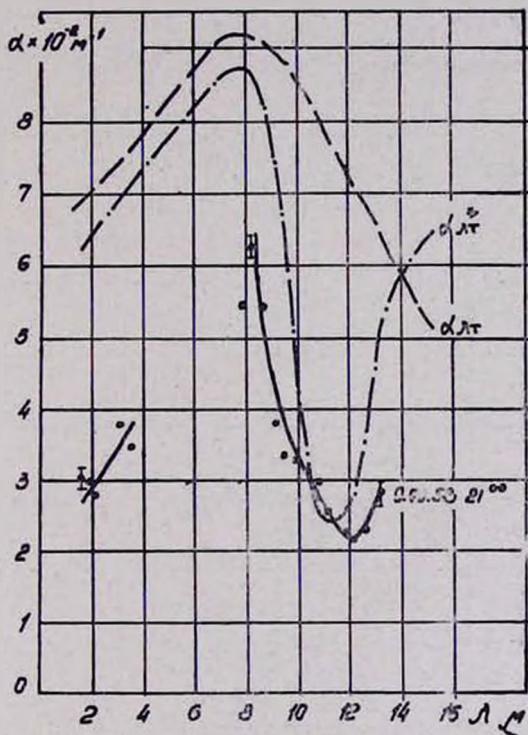


Рис. 16

Все это указывает на то, что экспериментальные измерения, правда, с некоторым приближением, подтверждают теорию ослабления радиации 8—13 μ в естественных облаках и туманах (см. [3]). А это означает, что при теоретических расчетах ослабления радиации 8—13 μ в обла-
6*

ках и туманах невозможно пользоваться кривой $K(p)$ Пендорфа при $m=1,33$, а следует применять только кривые $K(p)$ (см. [3] рис. 6—15), построенные с учетом изменения m от λ . Кроме того, так как функция $m(\lambda)$, используемая для расчетов кривых $K(p)$ в работе [3] (см. рис. 1), определена для толщи воды, а мы получили совпадение экспериментальных кривых с теоретическими, то это прямо указывает на то, что функция $m(\lambda)$ верна и для капель воды.

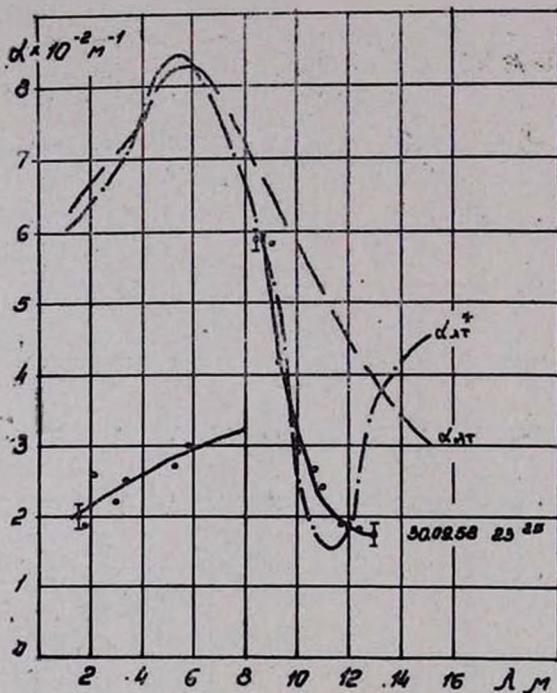


Рис. 17

т. е. оптические свойства воды — преломление и поглощение, не зависят от того, находится ли вода в капельном состоянии или это слой воды определенной толщины.

Если в области спектра 8—13 μ кривые $a_{\lambda t}$ и $a_{\lambda t}''$ резко расходятся (см. [3]), то в области 1,5—6 μ они почти всегда совпадают. Поэтому нет необходимости для области

1,5—6 μ рассчитывать $\alpha_{\lambda t}$, когда гораздо проще пользоваться кривой $\alpha_{\lambda t}$. Что касается совпадения экспериментальных и теоретических кривых в области 1,5—6 μ , то в 71% случаев кривые α_{λ} и $\alpha_{\lambda t}$ совпадают по дисперсии, хотя различие по абсолютной величине больше. Как правило, кривые

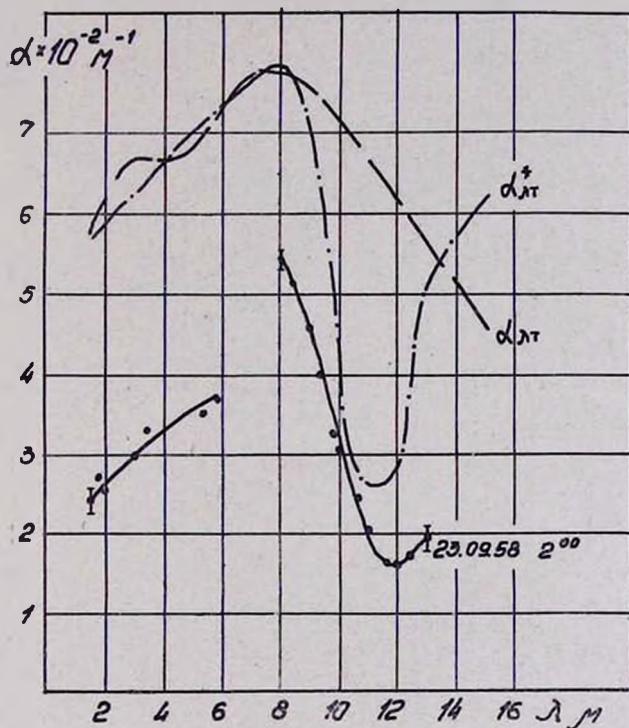


Рис. 18

α_{λ} проходят ниже теоретических, а отношение $\frac{\alpha_{\lambda t}}{\alpha_{\lambda}}$ при $\lambda = 4 \mu$ меняется от 1,74 до 3,4 раза. Здесь наблюдается та же картина, что и для области 0,4—1,2 μ , с той лишь разницей, что в данном случае отношение $\frac{\alpha_{\lambda t}}{\alpha_{\lambda}}$ гораздо меньше, чем это имеется для области 0,4—1,2 μ (см. выше).

Таким образом, по ослаблению радиации 1,5—13 μ можно прийти к следующим выводам:

1. В области спектра 1,5—6,0 μ облака и туманы наиболее прозрачны для радиации $\lambda = 1,5 \mu$; по сравнению с радиацией $\lambda = 6,0 \mu$ она почти в 4 раза лучше проходит через облако или туман.

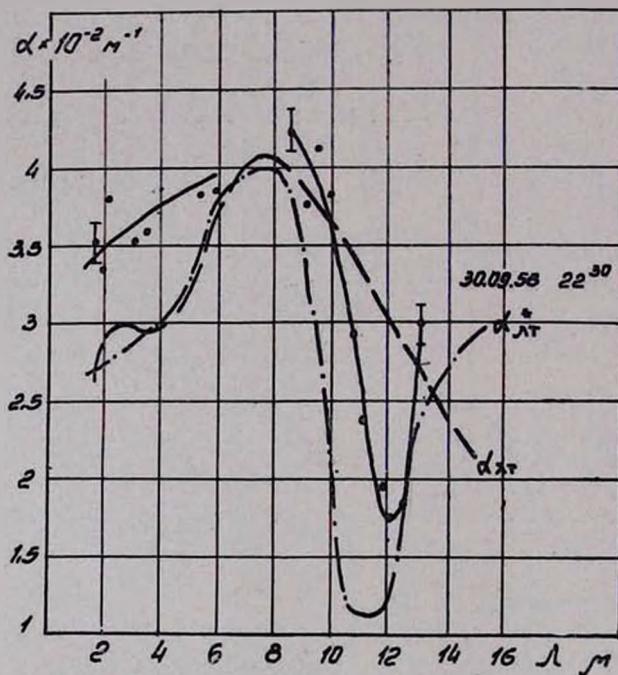


Рис. 19

2. В области спектра 8—13 μ , облака и туманы наиболее прозрачны для радиации $\lambda = 11—12 \mu$, которая по сравнению с радиацией $\lambda = 8,0 \mu$ в 3—4 раза лучше проходит через облако или туман.

3. При работе во всей области 1,5—13 μ необходимо ориентироваться на радиацию $\lambda = 11—12 \mu$, для которой облака и туманы почти в 2 раза прозрачнее, чем для радиации $\lambda = 1,5 \mu$.

§ 3. Результаты исследования по всей области 0,4—13 μ

Чтобы из области 0,4—13 μ выявить радиацию с наименьшим ослаблением проходящей через облако или туман, достаточно сравнить величины одновременных изменений α , для $\lambda = 0,75 \mu$ и $\lambda = 12,0 \mu$ (см. выше). Сравнение величин $\alpha_{0,75}$ и $\alpha_{12,0}$ показало, что имеется три вида соотношений:

1. $\alpha_{0,75} > \alpha_{12,0}$, т. е. радиация $\lambda = 12,0 \mu$ лучше проходит через туман, чем радиация $\lambda = 0,75 \mu$.

2. $\alpha_{0,75} < \alpha_{12,0}$, т. е. облака и туманы более прозрачны для радиации $\lambda = 0,75 \mu$, чем для радиации $\lambda = 12,0 \mu$.

3. $\alpha_{0,75} \approx \alpha_{12,0}$, т. е. нельзя отдать предпочтение ни одной из длин волн.

На случай, когда $\alpha_{0,75} > \alpha_{12,0}$ приходится 34% от общего количества рассмотренных кривых (см. рис. 20). Радиация $\lambda = 12,0 \mu$ в среднем 1,75 раза лучше проходит через туман, чем радиация $\lambda = 0,75 \mu$. На случай, когда $\alpha_{0,75} < \alpha_{12,0}$ приходится 38% кривых (см. рис. 21), причем, величина $\frac{\alpha_{12,0}}{\alpha_{0,75}}$ в среднем равна 4,5 раза. И, наконец, на случай, когда $\alpha_{0,75} \approx \alpha_{12,0}$ приходится 28% из рассмотренных кривых (см. рис. 22).

Как показывают результаты сравнения, нам не удалось обнаружить существенного превосходства ИК лучей ($\lambda = 11$ — 12μ) над „видимым“ светом ($\lambda = 0,75 \mu$). Наоборот, в некотором смысле преимущество даже склоняется на сторону радиации $\lambda = 0,75$ — $0,85 \mu$.

Остановимся теперь на сравнении наших результатов с результатами других авторов. Как указывалось в первой части настоящей работы [1], существует сравнительно мало работ (из исследований 30—40-х гг.), в которых совместно с измерениями α , определялась микроструктура замутнения. В тех же работах, где она и определялась, применялись примитивные методы забора проб, что не могло в сильной степени не исказить истинную картину распределения. Если к этому еще добавить, что измерения α , проводились в различных по структуре туманах и с различной аппаратурой, то станет ясно, что очень трудно среди немногих, по-

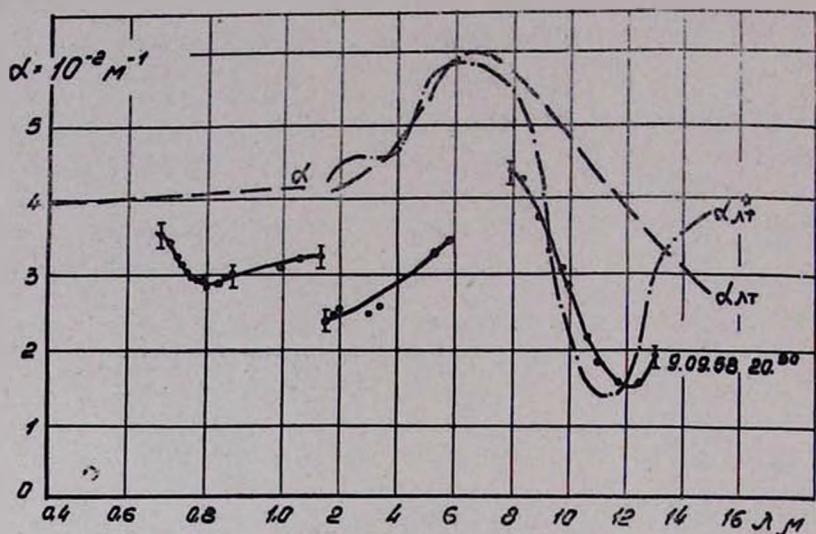


Рис. 20

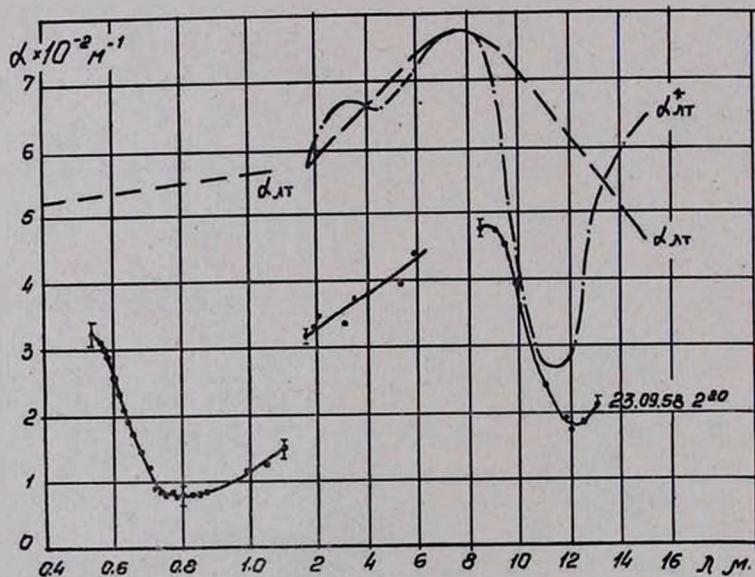


Рис. 21

рою противоречащих друг другу работ* выделить факты, подтверждающие или отрицающие наши выводы.

Однако за последнее время появилась работа Арнульфа, Брикарда и др. [4], представляющая, без сомнения, интерес. Авторы измеряли прозрачность туманов инфракрасным спектрометром для избранных длин волн в интервале 0,4—10 μ . Одновременно с измерением α_λ они брали пробы тумана на паутину и микрофотографированием определяли концентрацию и распределение капель по размерам. По распределениям, приведенным на рис. 11, можно заключить, что их распределения ненамного отличаются от наших.

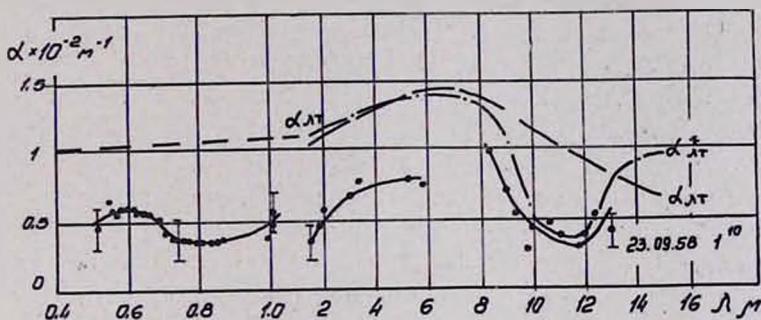


Рис. 22

Кривые α_λ [4] в ИК области спектра построены по двум точкам $\lambda = 3,7 \mu$ и $\lambda = 10 \mu$ (см. рис. 9 и 10), поэтому мы лишены возможности сравнить результаты по ходу кривых α_λ . Если же сравнить величины α_λ для $\lambda = 3,7 \mu$ и $\lambda = 10 \mu$, то наши результаты полностью совпадают с результатами работы [4], т. е. что радиация $\lambda = 10 \mu$ всегда лучше проходит через облако или туман, чем радиация $\lambda = 3,7 \mu$. В области спектра 0,4—1,0 μ кривые α_λ [4, 5] всегда имеют нейтральный ход, тогда как у нас большинство кривых имеет минимум при $\lambda = 0,75$ — $0,85 \mu$. Что касается сравнения величин α_λ при $\lambda = 0,75 \mu$ и $\lambda = 10 \mu$, то в 17% случаев, в работе [4] (см. рис. 9), облака и туманы прозрачнее для радиации $\lambda = 10 \mu$, а в 11% (см. рис. 10), случаев величи-

* В последние годы много работ посвящено прозрачности слабой дымки и почти нет работ по прозрачности туманов.

ны $\alpha_{0,75}$ и $\alpha_{10,0}$ равны или отличаются не на много. Авторы не указывают каков же ход α_λ для остальных 72% случаев. Об этом можно судить из начала статьи, где авторы указывают, что обнаружили рост пропускания дымки с увеличением длины волны от видимой части спектра к $\lambda = 10 \mu$ и, что подобный рост не обнаружен для туманов. Таким образом и в работе [4] вопрос о том, имеет ли вообще преимущество ИК радиация перед "видимым" светом при прохождении радиации через туман, остается открытым.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основное, что удалось нам показать в результате проведенной экспериментальной работы, это то, что эксперимент, правда, с некоторым приближением, подтверждает теорию ослабления радиации 8–13 μ в естественных облаках и туманах. Гораздо лучшие результаты, очевидно, можно было получить при наличии материала не одного, а многих лет наблюдений. Кроме того, в своих измерениях мы были ограничены дистанцией 100 м и все выводы относятся к туманам слабой или в основном средней плотности. Для этих условий достоверным является тот факт, что из области спектра 1,5–13 μ туманы наиболее прозрачны для радиации $\lambda = 12 \mu$. Нерешенным, по нашему мнению, следует считать вопрос имеет ли вообще преимущество радиации $\lambda = 10–12 \mu$ перед радиацией $\lambda = 0,75 \mu$ при прохождении через облако или туман*.

В заключение автор пользуется случаем выразить свою искреннюю благодарность руководителю работы проф. Г. К. Сулаквелидзе, за внимание и поддержку при выполнении задания; проф. С. Ф. Родионову и канд.-физ. мат. наук Е. И. Бочарову—за ряд ценных советов; канд. тех. наук Л. М. Левину—за организацию микроструктурных измерений на трассе и внимание к работе; канд. физ.-мат. наук О. Д. Бартеневой—за предоставленный для наблю-

* В ближайшее время автор опубликует работу, в которой практически решается этот вопрос: о преимуществе ИК лучей перед "видимым" светом можно говорить только для определенных d_z среды.

дений „Звездный фотометр“ ГГО; инженеру С. М. Айвазяну, ст. лаборантам В. И. Шипаеву, А. И. Яковлеву и О. В. Вартазарову—за участие в накоплении и в обработке оптического и микроструктурного материала.

Հ. Մ. ԱՅՎԱՅՅԱՆ

ԲՆԱԿԱՆ ԱՄՊԵՐՈՒՄ ԵՎ, ՄԱՐԱԽԱՌԻՂՆԵՐՈՒՄ 0,4—13 μ

ՀԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԹՈՒՂԱՑՈՒՄԸ. II.

ԱՄՊԵՐԻ ԵՎ ՄԱՐԱԽԱՌԻՂՆԵՐԻ ԹԱՓԱՆՑԻԿՈՒԹՅԱՆ

ԼՐՍՊԵՐԻՄԵՆՏԱԼ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Ա. Բ Փ Ո Փ Ո ւ Մ

Հոդվածում բերվում են ամպերի և մարախուղների թափանցիկության էքսպերիմենտալ հետազոտաթյունների արդյունքները 0,4—13 μ ճառագայթման համար, մեթոդիկալով և ապարատուրալով, որը նկարագրված է այս աշխատաթյան առաջին մասում (անս էջ 39):

Եզրակացություն անելու համար, ներկա հոդվածում օգտագործվել են մառախուղում ճառագայթման սպեկտրալ ինտենսիվության 144 գրանցում՝ սպեկտրի 0,4—1,2 μ սահմանում և 72 գրանցում՝ սպեկտրի 1,5—13 μ սահմանում: Հետազոտությունների արդյունքները կարելի է հանգեցնել հետևյալներուն:

1. Սպեկտրի 550—750 μ սահմանում ամպերը և մառախուղները ավելի թափանցիկ են $\lambda = 750$ μ ճառագայթման համար, որը 1,2-ից մինչև 4 անգամ ավելի լավ է անցնում մառախուղի միջով, քան $\lambda = 550$ μ ճառագայթումը:

2. Սպեկտրի 750—1000 μ սահմանում ամպերը և մառախուղները ավելի թափանցիկ են $\lambda = 750$ μ ճառագայթման համար: Անոմալ գիսպերսիան կարող է հասնել $45^{\circ}/\circ$:

3. Սպեկտրի 750—1000 μ սահմանում $60^{\circ}/\circ$ -ի դեպքում, տևական կորագիծը համընկնում է էքսպերիմենտալ ռեժիմում հետ, այն ժամանակ, երբ ըստ բացարձակ մեծության, տարրերությունը հասնում է մինչև մի քանի անգամի:

4. Սպեկտրի 1,5—6 μ սահմանում տմպերը և մառախուղները ավելի թափանցիկ են $\lambda = 1,5$ μ ճառագայթման համար, $\lambda = 6$ μ ճառագայթման համեմատությամբ նաև 4 անգամ ավելի լավ է անցնում մառախուղի միջով:

5. Սպեկտրի $8-13$ մ սահմանում փորձերը համոզեցուցիչ կերպով հաստատեցին տեսականորեն մեր նախագուշակած «թափանցիկության պատուհան»-ը $\lambda = 10-13$ մ սահմանում (ահս էջ 15): $\lambda = 11-12$ մ ճառագալթումը համարյա 2 անդամ ավելի լավ է անցնում մառախուղի միջով, քան $\lambda = 1,5$ մ ճառագալթումը և $3-4$ անդամ ավելի լավ, քան $\lambda = 3$ մ ճառագալթումը:

6. Մառախուղներում ինֆրակարմիր ճառագալթման թուլացման տեսական հաշվարկման ժամանակ, հարկավոր է օգտվել միայն $K(r)$ կորագծերով, որոնք կառուցված են հաշվի առնելով m -ի փոփոխությունը λ -ից:

7. Իսկ եթե քննարկեն ճառագալթման թուլացումը ամրող $0,4-13$ մ սահմանում, չենք կարող ասել, թե մեզ հաջողվեց հալոնաբերել ինֆրակարմիր ($\lambda = 11-12$ մ) ճառագալթների էական գերազանցություն՝ կարմիր ($\lambda = 0,75$ մ) լույսի հանդեպ: Անցման պարմանները համարյա թե հավասար են:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Айвазян Г. М. Ослабление радиации $0,4-13$ մ в естественных облаках и туманах. I (настоящий сборник стр. 39).
2. Айвазян Г. М. К вопросу ослабления радиации $400-1000$ մ в полидисперсных облаках и туманах (настоящий сборник, стр. 3).
3. Айвазян Г. М. Теоретический расчет спектрального коэффициента ослабления радиации $1,5-15$ մ в полидисперсных облаках и туманах с учетом изменения комплексного показателя преломления от длины волны радиации (настоящий сборник, стр. 15).
4. Arnulf A., Bricard J., Cure E., Veret C. JOSA, 47, № 6, 491, 1957.
5. Бочаров Е. И. Известия АН СССР, серия геофизическая. 5, 678, 1958.

Г. М. Айвазян

ОБ АССИМПТОТИЧЕСКОЙ ФОРМУЛЕ $K(\rho)$
ДЛЯ $\rho < 40$ И РАЗЛИЧНЫХ m

Световой поток при прохождении через замутнение рассеивается и поглощается аэрозолями среды. Для моно-дисперсного сферического аэрозоля коэффициент ослабления вычисляется по формуле

$$\alpha = \frac{\pi d^2}{4} N \cdot K(\rho), \quad (1)$$

где N — число частиц в единице объема,

d — диаметр аэрозолей,

λ — длина волны радиации,

$K(\rho)$ — функция параметра $\rho = \frac{\pi d}{\lambda}$ и согласно теории линфракции электромагнитных волн на сферическом шаре [1] выражается:

$$K(\rho) = \frac{2}{\rho^2} \operatorname{Im} \sum_{l=0}^{\infty} l(l+1) (-1)^l (c_l - b_l) \quad (2)$$

Здесь l — порядок парциальной волны, а c_l и b_l — амплитуды парциальных волн и для случая $\rho \gg 1$ равны:

$$c_l = (-1)^l i \frac{2l+1}{l(l+1)} \cdot \frac{1}{2} \left\{ 1 - e^{2i\rho(f_0 - m f_1)} \frac{1 - iz_2 \cdot e^{2im\rho f_1}}{1 + iz_2 \cdot e^{-2im\rho f_1}} \right\}$$

$$b_l = -(-1)^l i \frac{2l+1}{l(l+1)} \cdot \frac{1}{2} \left\{ 1 - e^{2i\rho(f_0 - m f_1)} \frac{1 - iz_1 \cdot e^{2im\rho f_1}}{1 + iz_1 \cdot e^{-2im\rho f_1}} \right\},$$

где

$$f_0 = \sin \tau_0 - \tau_0 \cdot \cos \tau_0 \quad f_1 = \sin \tau_1 - \tau_1 \cdot \cos \tau_1$$

$$\cos \tau_0 = \frac{l + \frac{1}{2}}{\rho} \quad \cos \tau_1 = \frac{l + \frac{1}{2}}{mp}$$

$$\varepsilon_1 = \frac{\sin \tau_0 - m \sin \tau_1}{\sin \tau_0 + m \sin \tau_1} \quad \varepsilon_2 = \frac{m \sin \tau_0 - \sin \tau_1}{m \sin \tau_0 + \sin \tau_1}$$

С увеличением l амплитуды парциальных волн убывают как $\frac{1}{l}$, а число парциальных волн, которое необходимо

учесть в (2) должно быть порядка ρ . Так, если в случае рэллеевского рассеяния $\rho(m-1) \ll \rho \ll 1$ учитывается только первая электрическая парциальная волна ε_1 , то для видимого света и аэрозолей с радиусом 5 μ в формуле (2) необходимо брать сумму около 60 членов. Теперь можно представить с какими трудностями связан расчет функции $K(\rho)$ только для одного значения комплексного показателя преломления m , когда $\rho \gg 1$. Вопрос еще больше усложняется, если по ходу работы требуются кривые $K(\rho)$ для многих значений $m \sim 1$. Кроме того, практика показала, что при решении ряда теоретических задач невозможно пользоваться формулой (2), так как из-за своей несовершенности она не поддается интегрированию совместно с другими функциями. Все рассмотренное приводит к выводу, что для $K(\rho)$ необходимо иметь простую асимптотическую формулу, куда бы в качестве переменной входил и комплексный показатель преломления. Для крупных прозрачных частиц подобная формула (1) существует

$$K(\rho) = 2 \left\{ 1 - \frac{4m^2}{\rho(m+1)^2(m-1)} \sin [2\rho(m-1)] \right\}, \quad (3)$$

но она плохо описывает ход $K(\rho)$ для $\rho < 40$, т. е. для интересующих нас значений ρ . В настоящей работе видоизменением формулы (3) получена асимптотическая формула $K(\rho)$, для $\rho < 40$ и $m \sim 1$.

В дальнейшем кривые $K(\rho)$ Пендорфа [2] и Шифрина [1], а также кривую $K(\rho)$ при $m = 1,55$. Синклера [3] мы примем за „стандартные“ и по ним видоизменим формулу (3)..

На рис. 1 и 2 для сравнения приведены кривые $K(\rho)$ соответственно для $m = 1,33$ (Пендорфа) и $m = 1,21$ (Шифрина), а также кривые $K(\rho)$ для тех же значений m , но рассчитанные по формуле (3). Как показывают графические данные, пунктирные кривые проходят соответственно ниже кривых Пендорфа и Шифрина и как бы смещены в целом

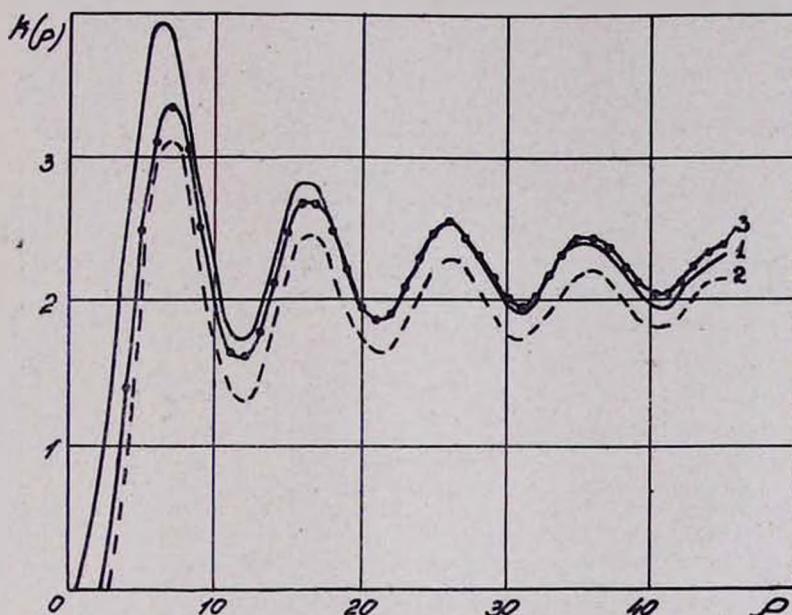


Рис. 1. Коэффициент ослабления $K(\rho)$ для $m=1,33$.
 1—Кривая $K(\rho)$ Пендорфа, 2—кривая $K(\rho)$ по формуле (3),
 3—кривая $K(\rho)$ по формуле (4)

вниз на постоянную величину. Для лучшего согласования кривых, формулу (3) можно переписать в виде:

$$K'(\rho) = 2 \left\{ 1,13 - \frac{4m^2}{\rho(m+1)^2(m-1)} \sin [2\rho(m-1)] \right\}. \quad (4)$$

Кривые $K'(\rho)$ для $m = 1,33$ и $m = 1,21$, вычисленные по формуле (4), также нанесены на рис. 1 и 2. Легко заметить, что хотя формула (4) дает лучшее согласование со „стандартными“ кривыми для различных m , но она опять плохо описывает область первого максимума. Расчеты по-

казали, что в пределах первого максимума разность $-\Delta K(\rho)$ между кривой Пендорфа ($m = 1,33$) и $K'(\rho)$, рассчитанной для $m = 1,33$, линейно зависит от ρ . Линейной оказалась зависимость $\Delta K(\rho)$ от ρ при сравнении $K(\rho)$ с $K'(\rho)$ и для $m = 1,21$ (Шифрина) и $m = 1,55$ (Синклера). Кроме того

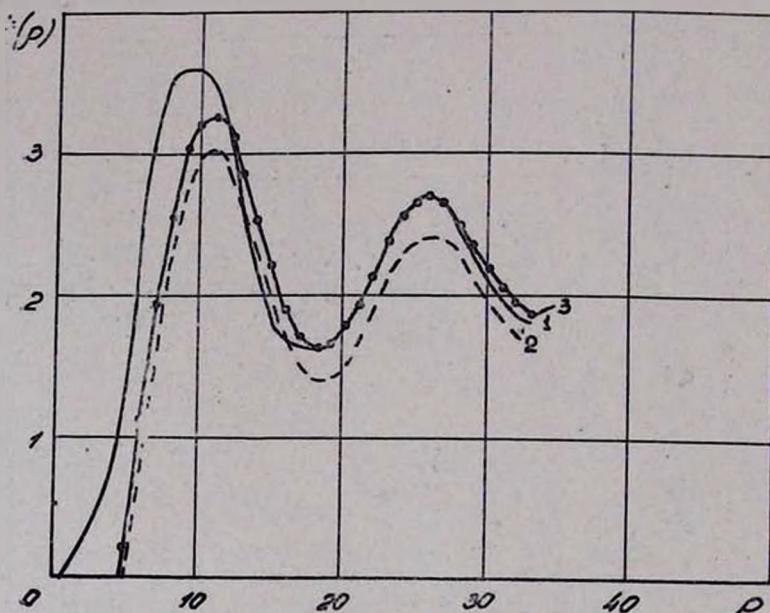


Рис. 2. Коэффициент ослабления $K(\rho)$ для $m=1,21$.
 1—Кривая $K(\rho)$ Шифрина, 2— кривая $K(\rho)$ по формуле (3).
 3—кривая $K(\rho)$ по формуле (4)

оказалось, что коэффициенты линейности для различных m в свою очередь линейно зависят от $m - 1$. Тогда стало возможным асимптотическую формулу $K(\rho)$ для $\rho < 40$ представить в виде суммы:

$$\begin{aligned}
 K(\rho) &= K'(\rho) + \Delta K(\rho) = \\
 &= 2 \left\{ 1,13 - \frac{4m^2}{\rho(m+1)^2(m-1)} \sin [2\rho(m-1)] \right\} + \\
 &+ 2,393 + 1,940(m-1) + \rho [-0,035 - (m-1)], \quad (5)
 \end{aligned}$$

где при расчетах необходимо брать только $\Delta K(\rho) > 0$.

Для сравнения на рис. 3, 4 и 5 приведены кривые $K(\rho)$ Пендорфа [4] для $m = 1,33$, $m = 1,40$ и $m = 1,50$ и соответственно расчеты по формуле (5) (пунктир) для тех же значений m . По этим данным рассчитывались относительные погрешности (см. табл. 1), которые можно до-

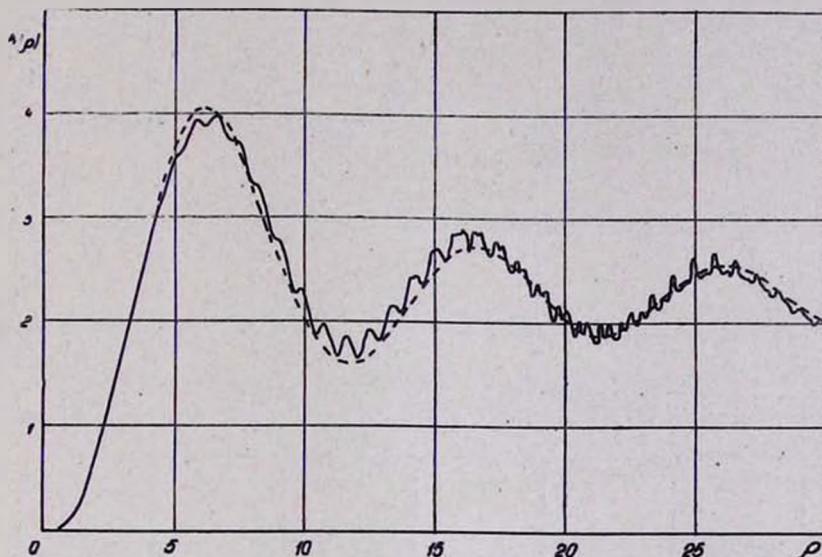


Рис. 3. Коэффициент ослабления $K(\rho)$ для $m=1,33$.

1—Кривая $K(\rho)$ Пендорфа, 2—кривая $K(\rho)$ по формуле (5) (пунктир)

пустить, применяя вместо точных формул, полуэмпирическую формулу (5). Нетрудно убедиться, что для любых m из интервала $1,33 \leq m \leq 1,50$ и для ρ , изменяющихся в пределах $1 \leq \rho \leq 40$, относительная погрешность при расчетах $K(\rho)$ по формуле (5) не превышает 10%. Причем, погрешность всегда несколько больше (см. табл. 1) в первом максимуме и минимуме каждой из кривых. В нашем распоряжении не оказалось кривых $K(\rho)$, вычисленных по точным формулам для $m < 1,33$, поэтому для расчета относительных погрешностей использовались кривые $K(\rho)$, построенные методом подобия для $m = 1,21$ и $m = 1,15$ [5]. Сравнение показало, что для $m = 1,21$ и $1,15$ при расчетах $K(\rho)$ по формуле (5), относительная погрешность мало отличается

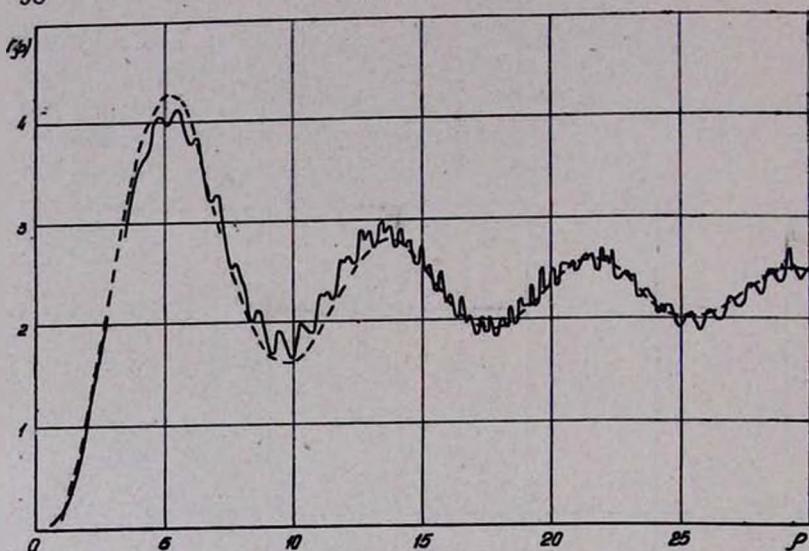
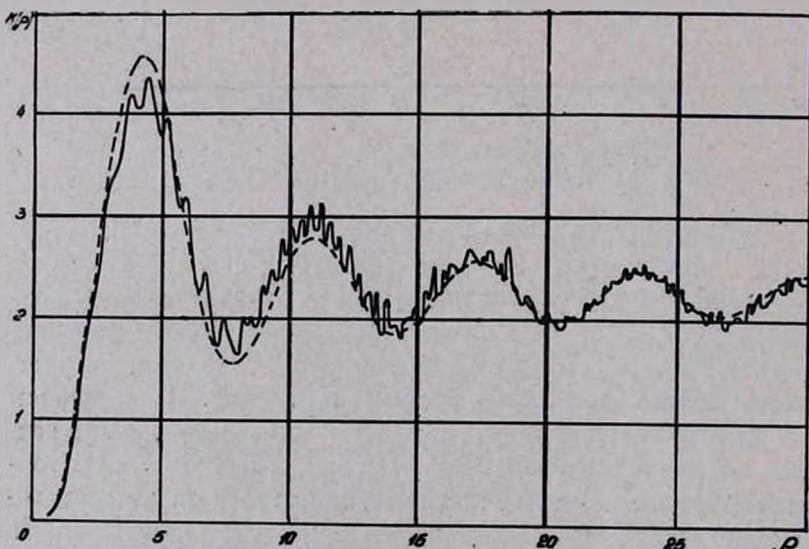
Рис. 4. Коэффициент ослабления $K(\rho)$ для $m=1,40$.1—Кривая $K(\rho)$ Пендорфа, 2—кривая $K(\rho)$ по формуле (5) (пунктир)Рис. 5. Коэффициент ослабления $K(\rho)$ для $m=1,50$.1—Кривая $K(\rho)$ Пендорфа, 2—кривая $K(\rho)$ по формуле (5) (пунктир)

Таблица 1

| $m=1,33$ | | $m=1,40$ | | $m=1,50$ | |
|----------|---------------|----------|---------------|----------|---------------|
| ρ | погрешн. % | ? | погрешн. % | ρ | погрешн. % |
| 1—4 | <0,5 | 1—3 | <0,5 | 1—2 | <3 |
| 4—9 | <2 | 3—6 | <3 | 2—3 | <8 |
| 9—13 | <3 | 6—8 | <2 | 3—5 | <5 |
| 13—17 | <2 | 8—12 | <4 | 5—6,5 | <2 |
| 17—25 | <1 | 12—15 | <3 | 6,5—9,5 | <8 |
| 25—35 | <2 | 15—25 | <2 | 9,5—12 | <4 |
| 35—40 | <3 | 25—40 | <3 | 12—25 | <2 |
| | | | | 25—40 | <4 |

от погрешностей в табл. 1 и, во всяком случае, не превышает 10%.

Таким образом, для любых m в интервале $1,15 \leq m \leq 1,55$ и значений ρ от 1 до 40, вместо точных формул (2) можно пользоваться асимптотической полуэмпирической формулой (5) с погрешностью (см. табл. 1) не превышающей 10%.

В заключение автор пользуется случаем поблагодарить проф. К. С. Шифрина за обсуждение.

Бюракан
сентябрь 1959 г.

Հ. Մ. ԱՅՎԱԶՅԱՆ

ԱՍԻՄՊՏՈՏԻԿ ՀԱՆԱՁԵՎ ՏԱՐԲԵՐ m -ԵՐԻ ԵՎ, $\rho < 40$ -Ի ՀԱՄԱՐ

Ա մ ֆ ո փ ո ւ մ

Հողվածում առաջարկված է ասիմպտոտիկ բանաձև (տես [5]),
որի օգնությամբ կարելի է հաշվել $K(\rho)$ ֆունկցիաները m -ի ամեն
մի նշանակության համար՝ $1,15 \leq m \leq 1,55$ սահմանի միջից, եթե
 $\rho < 40$. Համեմատվում են $K(\rho)$ ֆունկցիաները, որոնք հաշված են
(5) բանաձևով և Մի-ի ճիշտ բանաձևերով (տես նկ. 3--5):

ЛИТЕРАТУРА

1. Шифран К. С. Рассеяние света в мутной среде. ГИТТЛ, 1952.
2. Penndorf R. J. Meteorol. 13, № 2, 219. 1956.
3. Sinclair D. JOSA 37, 9, 475. 1947.
4. Penndorf R. JOSA 47, 11, 1010. 1957.
5. Айвазян Г. М. Теоретический расчет спектрального коэффициента ослабления радиации 1,5—15 μ в полидисперсных облаках и туманах с учетом изменения комплексного показателя преломления от длины волны радиации (настоящий сборник стр. 15).

Г. М. Айвазян

ОБ ОКНЕ ПРОЗРАЧНОСТИ ПРИ $\lambda = 10-12 \mu$

В работе [1] показано, что в полидисперсных облаках и туманах при расчете спектрального коэффициента ослабления α_λ ИК радиации (учитывается изменение комплексного показателя преломления от длины волны λ), в области спектра $10-12 \mu$ обнаруживается „окно пропускания“ независимо от вида функции распределения капель по размерам. Кроме того указывалось, что величины γ_{\min} постепенно* убывают с увеличением d_2 среды. Так как для расчетов использовались реальные распределения по размерам, невозможно было проследить за ходом α_λ и изменением γ для распределений с $d_2 < 6 \mu$ и $d_2 > 16 \mu$ **. Для устранения этого пробела, а также для выяснения закономерности изменения характера кривых α_λ при вариации параметрами распределения, пришлось прибегнуть к строго теоретическому решению задачи в целом.

В настоящей работе, по методу Л. М. Левина [3], получена формула, связывающая спектральный коэффициент ослабления с длиной волны радиации, со средне-квадратичным диаметром d_2 и комплексным показателем преломления m . По полученной формуле рассчитывались функции $\frac{S_{\text{опт.}}}{S_{\text{геом.}}}$ от $R\left(\frac{\pi d_2}{\lambda}\right)$ для 12 значений m , соответствующих дли-

* Величины $\gamma_{\min} = \frac{\alpha_\lambda}{\alpha_\infty}$ рассчитывались при $\lambda = 11 \mu$, где α_λ и α_∞

вычислены соответственно с учетом и без учета изменения m от λ .

** Нижний предел d_2 ограничен возможностью „поточных ловушек“ измерять капли определенных размеров [2].

нам волн ИК области спектра $1,5-15 \mu$. Далее, по этим данным построены кривые зависимости $\frac{S_{\text{опт.}}}{S_{\text{реом.}}}$ от λ для фиксированных d_2 в диапазоне $1\mu \leq d_2 \leq 30 \mu$.

На обширном экспериментальном материале по микроструктуре облаков и туманов установлено [3], что разнообразие распределений облачных капель по размерам можно описать целым классом функций — гамма-распределениями, которые отличаются от нормально-логарифмического [4] аналитической простотой:

$$n_{\alpha, \beta}(d) = \begin{cases} \frac{N}{\Gamma(\alpha + 1) \beta^{\alpha+1}} d^\alpha e^{-d/\beta} & \text{при } d > 0 (\alpha > -1, \beta > 0) \\ 0 & \text{при } d \leq 0, \end{cases} \quad (1)$$

где N — число частиц в единице объема,

d — диаметр частиц,

$\Gamma(\alpha + 1)$ — гамма-функции.

Оптическое сечение облачных капель, все равно, что коэффициент ослабления радиации облачными каплями [3], можно представить в виде:

$$S_{\text{опт.}} = \int_0^{\infty} \frac{\pi d^2}{4} K(\rho) n(d) Dd, \quad (2)$$

где $K(\rho)$ — функция параметра $\rho = \frac{\pi d}{\lambda}$ и для капель воды с

$m = 1,33$ впервые вычислена Стреттоном и Хаутоном [5].

Подставив в (2) формулу (1), а вместо $K(\rho)$ — аппроксимационную формулу при $m = 1,333$ (см. (6) из [3]). Л. М. Левин получил зависимость оптического сечения от d_2 и λ .

Так как нас интересовала оптическая плотность при различных m , то вместо $K(\rho)$ для $m = 1,333$ мы использовали аппроксимационную формулу $K(\rho)$ для случая малых про-

зрачных частиц [6], куда в качестве переменной входит комплексный показатель преломления:

$$K(\rho) = 2 \left\{ 1,13 - \frac{4m^2}{\rho(m+1)^2(m-1)} \sin [2\rho(m-1)] \right\} + \Delta K(\rho), \quad (3)$$

где $0 < \Delta K(\rho) = 2,393 + 1,940(m-1) + \rho[-0,035 - (m-1)]$.

Таким образом, подставив (1) и (3) в формулу (2) и перейдя к безразмерным параметрам $\delta = \frac{d}{\lambda}$ и $\Lambda = \frac{\lambda}{\rho}$, после интегрирования получаем:

$$S(\Lambda) = \frac{S_{\text{опт.}}}{S_{\text{геом.}}} = 2,25 - \frac{8m^2}{\frac{\pi}{\Lambda}(z+2)(m+1)^2(m-1) \left\{ 1 + \left[\frac{2\pi}{\Lambda}(m-1) \right]^{z+2} \right\}} \times \frac{1}{i} \text{Im} \left[\left\{ 1 + i \left[\frac{2\pi}{\Lambda}(m-1) \right]^{z+2} \right\} \right] + S_3, \quad (4)$$

где

$$0 < S_3 = 2,393 + 1,940(m-1) + \frac{\pi}{\Lambda}[-0,035 - (m-1)](z+3).$$

По формуле (4) при $z=2$ вычислены функции $S(\Lambda) = \frac{S_{\text{опт.}}}{S_{\text{геом.}}}(\Lambda)$ (см. табл. 1) для значений m [7], приведенных в табл. 2*.

Погрешность, допущенная при расчетах значений $\frac{S_{\text{опт.}}}{S_{\text{геом.}}}$ из табл. 1 зависит исключительно от точности аппроксимационной формулы (3) и подробно рассматривается в работе [6]. Отметим лишь, что для интересующих нас

* Значения m , для некоторых λ совпадают или близки настолько, что учитывая погрешность при расчетах $S(\Lambda)$ их нельзя отличить. Поэтому расчеты проводились для 12 значений m , обозначенных в табл. 2 звездочкой.

Таблица 1

| № | R | Δ | Комплексный показатель преломления | | | | | | | | | | | |
|----|------|------|------------------------------------|-------|-------|------------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| | | | 1,157 | 1,210 | 1,270 | 1,292 | 1,300 | 1,312 | 1,323 | 1,333 | 1,342 | 1,415 | 1,438 | 1,480 |
| | | | Величины | | | $\frac{S_{опт.}}{S_{геом.}}$ | | | | | | | | |
| 1 | 24.2 | 0,45 | 2,265 | 2,254 | 2,251 | 2,251 | 2,251 | 2,251 | 2,250 | 2,250 | 2,250 | 2,250 | 2,250 | 2,250 |
| 2 | 18.2 | 0,60 | 2,291 | 2,266 | 2,255 | 2,254 | 2,253 | 2,253 | 2,252 | 2,252 | 2,252 | 2,250 | 2,250 | 2,250 |
| 3 | 14.5 | 0,75 | 2,311 | 2,285 | 2,265 | 2,263 | 2,260 | 2,258 | 2,257 | 2,258 | 2,255 | 2,252 | 2,252 | 2,251 |
| 4 | 10.9 | 1,00 | 2,241 | 2,313 | 2,291 | 2,283 | 2,281 | 2,277 | 2,272 | 2,270 | 2,269 | 2,259 | 2,257 | 2,255 |
| 5 | 8.72 | 1,25 | 2,286 | 2,277 | 2,315 | 2,309 | 2,307 | 2,302 | 2,296 | 2,293 | 2,292 | 2,273 | 2,268 | 2,265 |
| 6 | 7.26 | 1,50 | 2,313 | 2,374 | 2,301 | 2,313 | 2,317 | 2,318 | 2,314 | 2,313 | 2,313 | 2,293 | 2,286 | 2,278 |
| 7 | 6.23 | 1,75 | 2,185 | 2,511 | 2,411 | 2,305 | 2,288 | 2,301 | 2,307 | 2,312 | 2,318 | 2,313 | 2,307 | 2,298 |
| 8 | 5.44 | 2,00 | 1,981 | 2,484 | 2,610 | 2,54 | 2,550 | 2,510 | 2,467 | 2,425 | 2,384 | 2,324 | 2,321 | 2,318 |
| 9 | 4.84 | 2,25 | 1,766 | 2,375 | 2,685 | 2,717 | 2,709 | 2,699 | 2,687 | 2,668 | 2,644 | 2,374 | 2,322 | 2,311 |
| 10 | 4.36 | 2,50 | 1,552 | 2,210 | 2,655 | 2,748 | 2,754 | 2,777 | 2,791 | 2,794 | 2,787 | 2,647 | 2,572 | 2,420 |
| 11 | 3.96 | 2,75 | 1,373 | 2,032 | 2,569 | 2,709 | 2,726 | 3,772 | 2,813 | 2,838 | 2,845 | 2,832 | 2,790 | 2,690 |
| 12 | 3.53 | 3,00 | 1,219 | 1,857 | 2,446 | 2,625 | 2,651 | 2,719 | 2,776 | 2,823 | 2,845 | 2,951 | 2,943 | 2,897 |
| 13 | 3.11 | 3,50 | 0,963 | 1,523 | 2,142 | 2,367 | 2,403 | 2,536 | 2,579 | 2,654 | 2,696 | 3,003 | 3,057 | 3,115 |
| 14 | 2.72 | 4,00 | 0,783 | 1,252 | 1,848 | 2,060 | 2,126 | 2,227 | 2,328 | 2,413 | 2,413 | 2,911 | 3,016 | 3,162 |
| 15 | 2.18 | 5,00 | 0,553 | 0,869 | 1,347 | 1,554 | 1,592 | 1,696 | 1,782 | 1,883 | 1,944 | 2,498 | 2,664 | 2,925 |
| 16 | 1.82 | 6,00 | 0,409 | 0,630 | 0,976 | 1,140 | 1,188 | 1,270 | 1,342 | 1,431 | 1,490 | 2,032 | 2,214 | 2,510 |
| 17 | 1.56 | 7,00 | 0,333 | 0,467 | 0,734 | 0,872 | 0,875 | 0,953 | 1,013 | 1,153 | 1,131 | 1,613 | 1,791 | 2,077 |
| 18 | 1.36 | 8,00 | 0,291 | 0,370 | 0,545 | 0,663 | 0,666 | 0,724 | 0,767 | 0,815 | 0,867 | 1,278 | 1,425 | 1,701 |
| 19 | 1.21 | 9,00 | 0,264 | 0,301 | 0,423 | 0,519 | 0,530 | 0,557 | 0,598 | 0,620 | 0,681 | 1,002 | 1,148 | 1,377 |
| 20 | 1.09 | 10,0 | 0,251 | 0,258 | 0,340 | 0,400 | 0,405 | 0,446 | 0,465 | 0,495 | 0,536 | 0,790 | 0,920 | 1,127 |
| 21 | 0.99 | 11,0 | 0,239 | 0,228 | 0,273 | 0,327 | 0,320 | 0,350 | 0,363 | 0,32 | 0,412 | 0,606 | 0,718 | 0,913 |
| 22 | 0.91 | 12,0 | 0,233 | 0,200 | 0,27 | 0,266 | 0,260 | 0,284 | 0,286 | 0,305 | 0,324 | 0,484 | 0,595 | 0,736 |
| 23 | 0.78 | 14,0 | 0,234 | 0,178 | 0,168 | 0,186 | 0,169 | 0,185 | 0,180 | 0,200 | 0,200 | 0,299 | 0,371 | 0,473 |
| 24 | 0.73 | 15,0 | 0,230 | 0,167 | 0,142 | 0,159 | 0,145 | 0,154 | 0,147 | 0,150 | 0,157 | 0,230 | 0,296 | 0,362 |
| 25 | 0.54 | 20,0 | 0,239 | 0,154 | 0,091 | 0,092 | 0,068 | 0,066 | 0,043 | 0,039 | 0,041 | 0,028 | 0,064 | 0,079 |
| 26 | 0.44 | 25,0 | 0,248 | 0,156 | 0,075 | 0,069 | 0,035 | 0,035 | 0,008 | 0,001 | 0,002 | | | |
| 27 | 0.36 | 30,0 | 0,256 | 0,163 | 0,079 | 0,063 | 0,035 | 0,027 | | | | | | |

Таблица 2

| № | λ в μ | m | № | λ в μ | m |
|---|-------------------|--------|----|-------------------|--------|
| 1 | 1,5 | 1,323* | 9 | 7,0 | 1,327 |
| 2 | 2,0 | 1,304 | 10 | 8,0 | 1,292* |
| 3 | 3,0 | 1,415* | 11 | 9,0 | 1,270* |
| 4 | 3,2 | 1,480* | 12 | 10,0 | 1,210 |
| 5 | 3,4 | 1,438* | 13 | 11,0 | 1,157* |
| 6 | 4,5 | 1,342* | 14 | 12,0 | 1,210* |
| 7 | 5,47 | 1,297 | 15 | 13,0 | 1,300* |
| 8 | 6,0 | 1,312* | 16 | 15,0 | 1,410 |

значений $\frac{S_{\text{опт.}}}{S_{\text{геом.}}}$ погрешность эта мала и не превышает 10%.

На рис. 1 изображены некоторые из функций $S(R)$ (см. табл. 1) для $m = 1,157$, $m = 1,270$, $m = 1,333$ и $m = 1,480$. Пунктиром обозначена функция $S(R)$ для $m = 1,333$, полу-

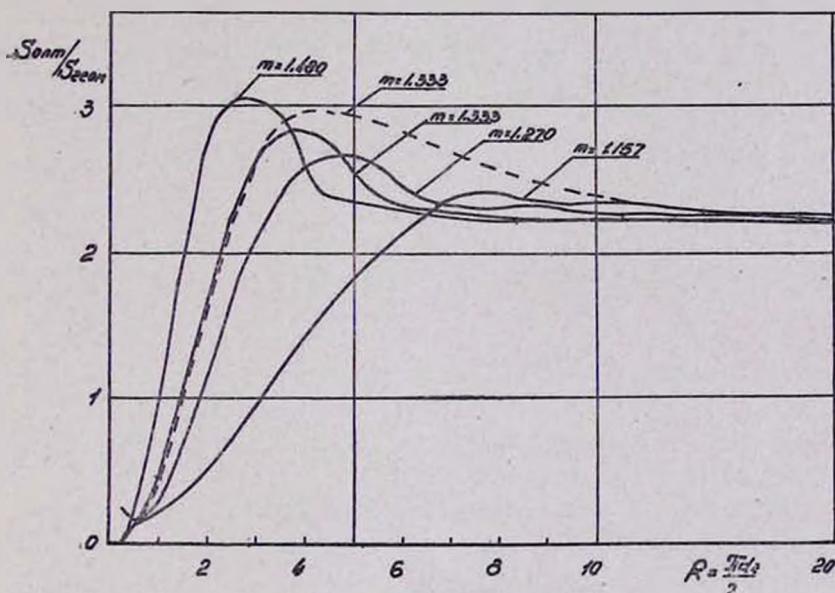


Рис. 1. Функции $S(R) = \frac{S_{\text{опт.}}}{S_{\text{геом.}}}(R)$ для $m = 1,157$, $m = 1,270$, $m = 1,333$, $m = 1,480$ и функция $\bar{S}(R)$ Л. М. Левина при $m = 1,333$ (пунктир)

ченная Л. М. Левиным (см. фиг. 6 [3]). Как видно из рисунка для $m = 1,157$ максимум кривой $S(R)$ находится при

$R = 7,26$, а величина $S_{\max}(R) = 2,313$. С увеличением m положение максимума смещается в сторону малых R и для $m = 1,480$ уже имеем $R = 2,72$. Величины $S_{\max}(R)$ с увеличением m растут и для $m = 1,480$ величина $S_{\max} = 3,162$. При больших R функция $S(R)$ стремится к постоянной величине 2,25, причем для больших m область, где $S(R) = \text{const}$ смещается в сторону малых R .

Из сравнения кривых при $m = 1,333$ легко заметить, что наша кривая хорошо совпадает с кривой Л. М. Левина (пунктир) до $R \sim 6$, а для $R > 6$ кривые расходятся. Очевидно это связано с тем, что в формуле (3) при $\rho \rightarrow \infty$ величина $K(\rho)$ стремится к 2,25, а не к двум, как это следовало ожидать из теории рассеяния на крупных частицах. Однако, как это мы покажем ниже, для интересующих нас длин волн и d_2 , используется область, где $R < 6$ и это несогласование не влияет на окончательные наши результаты.

Безразмерный параметр $R = \frac{\pi d_2}{\lambda}$ является функцией d_2 и λ . Поэтому, предположив $\lambda = \text{const}$ и изменяя величины d_2 , можно получить различные R или $\frac{S_{\text{опт.}}}{S_{\text{геом.}}}$, а, если взять цепь ряд λ , то можно построить зависимость $\frac{S_{\text{опт.}}}{S_{\text{геом.}}}$ от λ для фиксированных значений d_2 .

В табл. 3 приводятся значения R для d_2 в диапазоне $1\mu \leq d_2 \leq 30\mu$, и λ из ИК области спектра (см. табл. 2). Легко убедится, что для участка спектра $\lambda = 10-12\mu$ и d_2 в интервале $1\mu \leq d_2 \leq 20\mu$, величина R не превышает шести, что подтверждает справедливость расчетов с применением формулы (3) (см. выше).

На рис. 2 изображены функции $S^*(\lambda)$ для фиксированных значений d_2 , которые рассчитывались по значениям R из табл. 3 и кривым $S(R)$, построенным на основе табл. 1, т. е. данные кривые построены с учетом изменения m от λ . Что бросается в глаза при рассмотрении рис. 2, то это резко выраженные минимумы кривых $S^*(\lambda)$, для различных d_2 — «окно пропускания» при $\lambda = 10-12\mu$, полученное нами еще в работе [1].

Таблица 3

| № | d_2 в μ | Длина волны в μ | | | | | | | | | | | | | | | |
|--|------------------|---------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| | | 1,5 | 2,0 | 3,0 | 3,2 | 3,4 | 4,5 | 5,47 | 6,0 | 7,0 | 8,0 | 9,0 | 10,0 | 11,0 | 12,0 | 13,0 | 15,0 |
| Значения $R = \frac{\pi d_2}{\lambda}$ | | | | | | | | | | | | | | | | | |
| 1 | 0,5 | 1,05 | 0,79 | 0,52 | 0,49 | 0,46 | 0,35 | 0,29 | 0,26 | 0,22 | 0,20 | 0,17 | 0,16 | 0,14 | 0,13 | 0,12 | 0,11 |
| 2 | 1 | 2,09 | 1,57 | 1,05 | 0,98 | 0,92 | 0,70 | 0,57 | 0,52 | 0,45 | 0,39 | 0,35 | 0,31 | 0,28 | 0,26 | 0,24 | 0,21 |
| 3 | 2 | 4,19 | 3,14 | 2,09 | 1,97 | 1,85 | 1,49 | 1,15 | 1,05 | 0,90 | 0,79 | 0,70 | 0,63 | 0,57 | 0,52 | 0,48 | 0,42 |
| 4 | 2,5 | 5,24 | 3,93 | 2,61 | 2,46 | 2,31 | 1,74 | 1,41 | 1,31 | 1,12 | 0,98 | 0,87 | 0,79 | 0,71 | 0,65 | 0,59 | 0,52 |
| 5 | 3 | 6,28 | 4,71 | 3,14 | 2,95 | 2,77 | 2,09 | 1,72 | 1,57 | 1,35 | 1,18 | 1,05 | 0,94 | 0,86 | 0,79 | 0,72 | 0,63 |
| 6 | 3,5 | 7,34 | 5,50 | 3,66 | 3,44 | 3,23 | 2,41 | 2,01 | 1,84 | 1,57 | 1,38 | 1,22 | 1,10 | 1,00 | 0,92 | 0,85 | 0,73 |
| 7 | 4 | 8,40 | 6,29 | 4,19 | 3,94 | 3,70 | 2,79 | 2,30 | 2,10 | 1,80 | 1,57 | 1,40 | 1,26 | 1,14 | 1,05 | 0,97 | 0,84 |
| 8 | 5 | 10,5 | 7,85 | 5,23 | 4,90 | 4,62 | 3,49 | 2,87 | 2,02 | 2,25 | 1,96 | 1,74 | 1,57 | 1,43 | 1,31 | 1,21 | 1,05 |
| 9 | 6 | 12,6 | 9,43 | 6,28 | 5,90 | 5,54 | 4,18 | 3,45 | 3,15 | 2,70 | 2,36 | 1,09 | 1,89 | 1,71 | 1,57 | 1,45 | 1,26 |
| 10 | 8 | 16,8 | 12,6 | 8,39 | 7,89 | 7,41 | 5,59 | 4,61 | 4,21 | 3,60 | 3,15 | 2,80 | 2,52 | 2,29 | 2,10 | 1,94 | 1,68 |
| 11 | 10 | 20,9 | 15,7 | 10,5 | 9,83 | 9,23 | 6,97 | 5,75 | 5,24 | 4,49 | 3,93 | 3,49 | 3,14 | 2,85 | 2,62 | 2,41 | 2,09 |
| 12 | 12 | 22,5 | 16,9 | 11,2 | 10,5 | 9,91 | 7,48 | 6,37 | 5,63 | 4,82 | 4,21 | 3,74 | 3,37 | 3,06 | 2,81 | 2,59 | 2,25 |
| 13 | 14 | 29,3 | 22,0 | 14,7 | 13,8 | 12,9 | 9,77 | 8,05 | 7,35 | 6,29 | 5,50 | 4,88 | 4,40 | 3,99 | 3,67 | 3,38 | 2,93 |
| 14 | 16 | 33,6 | 25,2 | 16,7 | 15,7 | 14,8 | 11,2 | 9,20 | 8,40 | 7,19 | 6,29 | 5,58 | 5,03 | 4,57 | 4,19 | 3,87 | 3,36 |
| 15 | 18 | 37,7 | 28,3 | 18,8 | 17,7 | 16,6 | 12,5 | 10,3 | 9,44 | 8,08 | 7,06 | 6,27 | 5,65 | 5,14 | 4,71 | 4,34 | 3,77 |
| 16 | 20 | 41,9 | 31,4 | 20,9 | 19,7 | 18,5 | 13,9 | 11,5 | 10,5 | 8,98 | 7,85 | 6,97 | 6,28 | 5,71 | 5,23 | 4,83 | 4,19 |
| 17 | 21 | 44,0 | 33,0 | 22,0 | 20,6 | 19,4 | 14,7 | 12,1 | 11,0 | 9,44 | 8,25 | 7,34 | 6,60 | 6,00 | 5,50 | 5,07 | 4,40 |
| 18 | 22 | 46,0 | 34,6 | 23,0 | 21,6 | 20,3 | 15,4 | 12,6 | 11,5 | 9,90 | 8,65 | 7,68 | 6,92 | 6,28 | 5,76 | 5,32 | 4,60 |
| 19 | 23 | 48,2 | 36,0 | 24,0 | 22,6 | 21,2 | 16,0 | 13,2 | 12,0 | 10,3 | 9,04 | 8,03 | 7,22 | 6,57 | 6,02 | 5,55 | 4,82 |
| 20 | 24 | 50,3 | 37,7 | 25,2 | 23,6 | 22,2 | 16,8 | 13,8 | 12,6 | 10,8 | 9,42 | 8,38 | 7,55 | 6,85 | 6,30 | 5,80 | 5,03 |
| 21 | 25 | 52,4 | 39,3 | 26,1 | 21,6 | 23,1 | 17,4 | 14,4 | 13,1 | 11,2 | 9,81 | 8,71 | 7,85 | 7,14 | 6,54 | 5,93 | 5,24 |
| 22 | 30 | 62,8 | 47,1 | 31,4 | 29,5 | 27,7 | 20,9 | 17,2 | 13,7 | 13,5 | 11,8 | 10,5 | 9,42 | 8,56 | 7,85 | 7,24 | 6,28 |

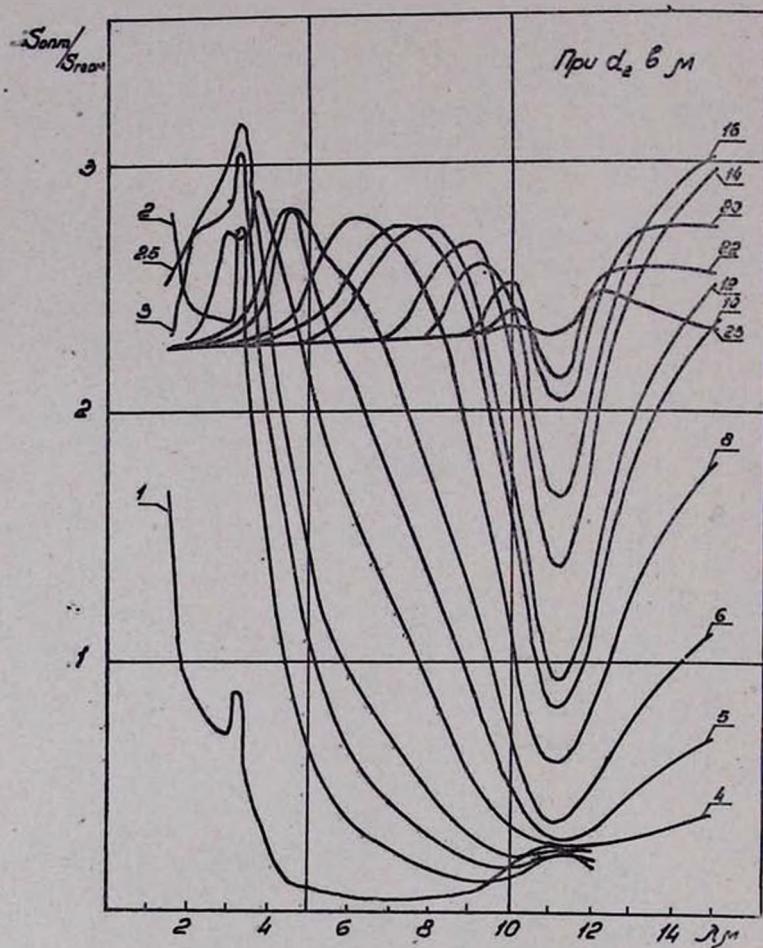


Рис. 2. Функции $S^*(\lambda) = \frac{S_{\text{опт.}}}{S_{\text{геом.}}}(\lambda)$ при различных d_2 , построенные с учетом изменения m и от λ

Если проследить за величинами $S^*(\lambda)$ в минимумах кривых, то они уменьшаются с уменьшением d_2 среды. Так, если при $d_2 = 22 \mu$ величина $S^*_{\text{min}} = 2,13$, то при $d_2 = 1 \mu$ величина $S^*_{\text{min}} = 0,04$. С изменением d_2 от 25μ до 1μ заметно смещается и положение максимума кривых $S^*(\lambda)$ в сто-

рону коротких длин волн. Причем, уменьшение d_2 от 25 μ до 5 μ , вызывает смещение минимума всего на $\sim 0,5 \mu$, тогда как для $d_2 = 3; 2,5; 2$ и 1 μ минимумы кривых приходятся соответственно на $\lambda = 10,2; 9,5; 9,0$ и 6,7 μ . Таким образом, основное смещение минимума наблюдается при изменении d_2 от 5 μ до 1 μ приблизительно на 4 μ в сторону коротких λ .

От изменения d_2 существенно меняется и характер кривых $S^*(\lambda)$. При больших $d_2 \sim 25-30 \mu$ нельзя отдать предпочтение ни одной из длин волн. Для d_2 меньших 25 μ , начинает выделяться минимум при $\lambda = 10-12 \mu$ и по мере уменьшения d_2 , увеличивается область, где $S^*(\lambda)$ также сравнительно мало, т. е. облако становится прозрачным для все более коротких длин волн. Это означает, что, если при $d_2 = 6 \mu$ облако прозрачно для $\lambda = 10-12 \mu$ по сравнению с радиацией соседних длин волн, то при $d_2 = 4 \mu$ оно с таким же успехом прозрачно для радиации $\lambda = 9-15 \mu$, при $d_2 = 2,5 \mu$ для радиации $\lambda = 7-15 \mu$ и при $d_2 = 1 \mu$ для радиации $\lambda = 4-15 \mu$.

Представляет определенный интерес сравнить величины $S_{\min}^*(\lambda)$ с $S^*(\lambda)$ при $\lambda = 1,5 \mu$ для различных d_2 . В табл. 4 приведены $\frac{S^*(1,5)}{S_{\min}^*(\lambda)}$, показывающие во сколько раз коэффициент ослабления радиации в минимуме кривых $S_{\min}^*(\lambda)$ меньше, чем при $\lambda = 1,5 \mu$.

Таблица 4

| d_2 в μ | 1 | 2 | 2,5 | 3 | 4 | 5 | 6 | 8 | 10 | 12 | 14 | 16 | 20 |
|--|----|----|-----|------|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|
| $\frac{S^*(1,5)}{S_{\min}^*(\lambda)}$ | 42 | 20 | 14 | 10,5 | 8,2 | 7,8 | 5,9 | 3,8 | 2,7 | 2,4 | 1,6 | 1,4 | 1,1 |

Таким образом, облако с $d_2 \sim 2 \mu$ почти в 20 раз прозрачнее* для радиации $\lambda \sim 9 \mu$, чем радиации $\lambda = 1,5 \mu$.

В работе [1] уже указывалось, что в далекой ИК области спектра нельзя пользоваться кривой $K(\rho)$ при $m = 1,333$

* В данном случае употребление выражения „прозрачность“ не совсем верно, так как величина 20 характеризует лишь отношение коэффициентов ослабления.

Стреттона и Хаутона [5]. Одновременно приводились ошибки, которые можно допустить при расчетах в близкой ИК области спектра. Теперь об этом можно составить гораздо полное представление. Поэтому на рис. 3 приведены функции $S(\lambda)$, вычисленные без учета изменения m от λ , т. е. рассчитанные с применением $S(R)$ при $m=1,333$ (см. табл. 1).

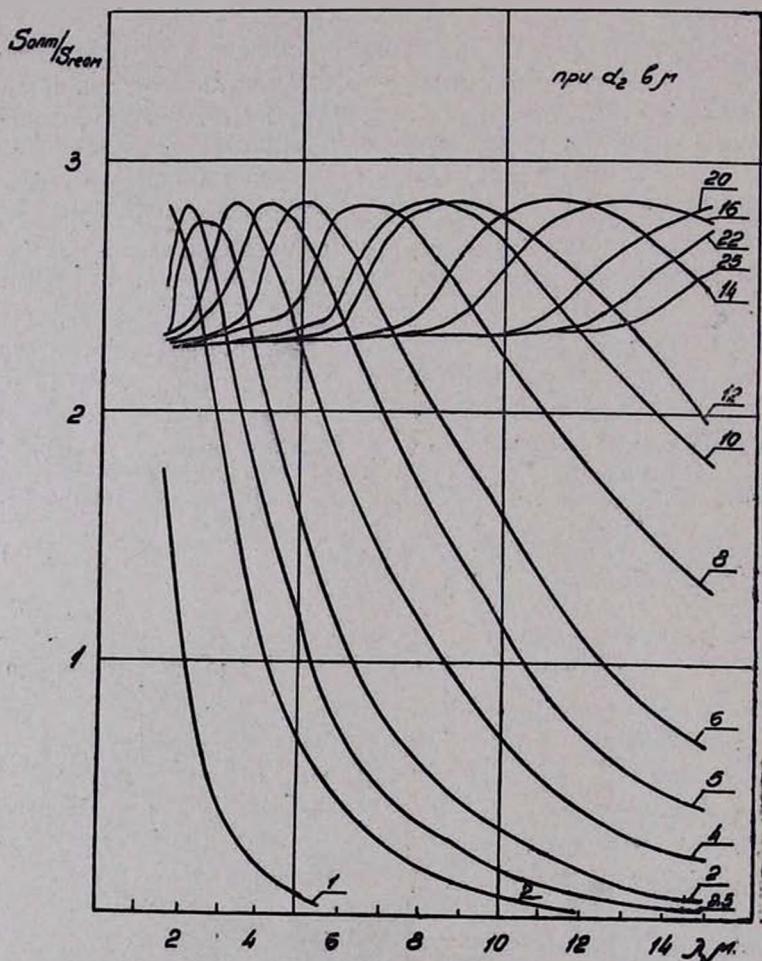


Рис. 3. Функции $S(\lambda) = \frac{S_{\text{опт.}}}{S_{\text{геом.}}}(\lambda)$ при различных d_2 и $m=1,333$.

и значений R из табл. 3. Сравнение кривых на рис. 2 и 3 показывает, что только при малых d_2 ($1-3 \mu$) имеется некоторое сходство в кривых. Все кривые $S(\lambda)$ в отличие от кривых $S^*(\lambda)$ не имеют минимумов и после некоторого максимума постепенно убывают с увеличением λ .

В табл. 5 приведены величины $\gamma = \frac{S(\lambda)}{S^*(\lambda)}$, вычисленные по кривым на рис. 2 и 3. Как видно из таблицы, только для определенных d_2 и λ имеет смысл рассматривать различие $S(\lambda)$ от $S^*(\lambda)$ (выше жирной линии). Для $d \sim 1-6 \mu$ и λ от 1,5 до $5,47 \mu$ величины γ преимущественно меньше единицы, т. е. расчеты по $S(\lambda)$ будут занижены по сравнению с $S^*(\lambda)$. Для $\lambda \sim 5,47-7 \mu$ γ больше единицы и погрешность, которую можно допустить при использовании $S(\lambda)$ вместо $S^*(\lambda)$ не превышает 2%.

Для $\lambda > 8 \mu$ величины γ растут и пользоваться кривыми $S(\lambda)$ уже невозможно. Максимальное различие наблюдается в минимумах кривых $S^*(\lambda)$, т. е. при $\lambda = 11 \mu$, где для $d_2 = 5 \mu$ $\gamma_{\min} = 3,52$.

Что касается изменения γ_{\min} от d_2 , то при $d_2 = 1-2 \mu$ величина γ_{\min} меньше единицы. С возрастанием d_2 среди γ_{\min} достигают максимума при $d_2 = 5 \mu$, а с дальнейшим увеличением d_2 величины γ_{\min} уменьшаются и при $d_2 = 22 \mu$ нет никакого различия между $S(\lambda)$ и $S^*(\lambda)$.

Как уже отмечалось в начале статьи, кривые $S^*(\lambda)$ (см. рис. 2) получены при условии $\alpha = 2$ в формуле (4). Интересно знать, какие могут быть изменения при расчетах с другими $\alpha > 2$. Легко ответить на этот вопрос, если обратиться к фиг. 6 [3], где приводятся функции $S_\alpha(R)$ для $m = 1,333$ при различных α . Как видно из рисунка, с изменением α от 2 до 8 ход кривых для $R < 4$ не меняется, а с увеличением α кривые смещаются в целом вверх. Поэтому можно ожидать, что при $\alpha > 2$ общий характер кривых $S^*(\lambda)$ останется тем же, только с увеличением α , кривые соответственно смещаются вверх по отношению к оси длин волн, а расхождение кривых при $R > 4$ (см. фиг. 6) может привести к некоторому изменению $S^*(\lambda)$ только в близкой ИК области спектра.

Таблица 5

В заключение следует констатировать факт, что при работе в ИК области спектра 1,5—15 μ , когда замутнением для радиации являются облака и туманы любой структуры, необходимо ориентироваться только на участок спектра 10—12 μ , где ослабление радиации всегда мало по сравнению с радиацией соседних длин волн.

Бюракан
декабрь 1959 г.

Հ. Մ. ԱՑՎԱԶՅԱՆ

ՍՊԵԿՏՐԻ $\lambda=10-12 \mu$ ՍԱՀՄԱՆՈՒՄ ԹԱՓԱՆՑԻԿՈՒԹՅԱՆ
ՊԱՏՈՒՀԱՆԻ ՄԱՍԻՆ

Ա. Մ Վ Ո Վ Ո ւ մ

Ինֆրակարմիր ճառագալթման համար ամպերի և մառախուղների թափանցիկության էքսպերիմենտալ հետազոտությունները, որ մենք անցկացրինք էլերուսի շրջանում, համոզեցուցիչ կերպով՝ հաստատեցին մինչ ալդ մեր կողմից: տեսականորեն հայտնաբերած շեթափանցիկության պատուհանը-ը սպեկտրի $\lambda=10-12 \mu$ սահմանում: Քանի որ ալդ «պատուհանը» կարող է խոշոր նշանակությունունենալ զերմալոկացիալի և զերմապելինգացիալի նպատակների համար, դրա համար էլ անհրաժեշտ էր տեսականորեն էլ ավելի խիստ քննարկել հարցն ամբողջապես: Հենց ալդ էլ արված է ներկա աշխատությունում: Մենք օգտագործեցինք լ. Մ. Լեինի առաջարկած մառախուղներում կաթիլները ըստ չափերի բաշխելու գամմաֆունկցիան, օգտագործեցինք նաև մեր կողմից առաջարկած ասիմպտոտիկ բանաձեռ $K(\rho)$ -ի համար, եթե $\rho < 40$ -ի և տարրեր թերի համար, և ստացանք ընդհանուր բանաձեռ (տես [4]), որը թուլացման սպեկտրալ գործակից $S_{\text{опт.}}$, ավելի ճիշտ $\frac{S_{\text{опт.}}}{S_{\text{геом.}}}$ կապակցում է α_2 , և և թ-ի հետ: Այնուհետև օգտագործելով (4) հաշված են $S(\Lambda)$ ֆունկցիաները (տես աղյուսակ 1) $\alpha = 2$ և թ-ի 10 նշանակության համար (տես աղյուսակ 2): Օգտագործելով $S(\Lambda)$ (տես աղյուսակ 1) կառուցվել են $\frac{S_{\text{опт.}}}{S_{\text{геом.}}}(\lambda)$ ֆունկցիաները (տես նկ. 2).

մառախուղի տարրեր մ₂ համար 2-րդ նկարի վրա եղած կորագծերի համաձայն, կարելի է հանգել հետեւալ եզրակացություններին.

1. Մառախուղի մ₂-ի փոփոխվելու դեպքում էտականորեն փոխվում է $S^*(\lambda)$ կորագծի ձևը. իսկ եթե մ₂ = 25—30 մ — բժամանակակից պատուհան»-ը բոլորովին անհետանում է:

2. Մառախուղի մ₂-ի փոքրանալու դեպքում, բժամանացիկության պատուհան»-ում $S^*(\lambda)$ մնանալուները նույնպես փոքրանում են:

3. Մառախուղի մ₂-ի 25 մ-ից մինչև 1 մ փոփոխվելու դեպքում $S^*(\lambda)$ կորագծերի մինիմումի դիրքը տեղափոխում է դեպի կարճ ալիքները: Օրինակ, մառախուղի մ₂ 25-ից մինչև 5 մ փոխվելու դեպքում, մինիմումի դիրքը փոխվում է 0,5 մ-ով, իսկ 5 մ-ից մինչև 1 մ փոխվելու դեպքում տեղափոխվումը կազմում է 4 մ:

Հոդվածում նույնպես քննարկվում են այն սխալները որոնք կարող են առաջ դալ այն դեպքում, եթե մառախուղներում ինքը կարմիր ճառագալթման թուլացման գործակցի հաշվումները կատարվում են Ստրետոնի և Խառնունի $K(\rho)$ ֆունկցիայով:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Айвазян Г. М. Теоретический расчет спектрального коэффициента ослабления радиации 1,5—15 м в полидисперсных облаках и туманах с учетом изменения комплексного показателя преломления от длины волны радиации (настоящий сборник, стр. 15).
2. Левин Л. М. и Старостина Р. Ф. Труды ГЕОФИАН АН СССР, выпуск 7А, 1954.
3. Левин Л. М. Известия АН СССР, сер. геофиз., 10, 1211, 1958.
4. Левин Л. М. Доклады АН СССР, 94, 5, 1954.
5. Stratton J. and Houghton H. Phys. Rev. 38, 159, 1931.
6. Айвазян Г. М. Об асимптотической формуле $K(\rho)$ для $\rho < 40$ и различных m (настоящий сборник, стр. 93).
7. Шифрин К. С. Труды ГГО, вып. 46 (108), 1955.



ЗАМЕЧЕННЫЕ ОПЕЧАТКИ

| Страница | Строка | Напечатано | Должно быть |
|----------|----------|---------------------------------|---------------------------------|
| 1 | 2 снизу | $\lambda = 10 - 13 \mu$ | $\lambda = 10 - 12 \mu$ |
| 9 | 1 сверху | $(\lambda = 700 \text{ } m\mu)$ | $(\lambda = 750 \text{ } m\mu)$ |
| 11 | 1 снизу | $570 \text{ } m\mu$ | $550 \text{ } m\mu$ |
| 21 | 7 сверху | [8] | [3] |
| 62 | 15 снизу | a_2 | a_3 |
| 63 | 2 сверху | MC-6 | MC-3 |
| 66 | 4 сверху | a_2 | a_3 |
| 92 | 3 сверху | $\lambda = 10 - 13 \mu$ | $\lambda = 10 - 12 \mu$ |
| 94 | 7 снизу | формула (1) | формула [1] |
| 113 | 4 снизу | a_2 | a_1 |