

ГЛАВНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЙ СЛУЖБЫ
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ГЛАВНАЯ ГЕОФИЗИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ
им. А. И. ВОЕЙКОВА

ТРУДЫ

ВЫПУСК 223

АКТИНОМЕТРИЯ
АТМОСФЕРНАЯ ОПТИКА
И ОЗОНОМЕТРИЯ

Под редакцией

Г. П. ГУЩИНА, Е. А. ПОЛЯКОВОЙ, Ю. Д. ЯНИШЕВСКОГО



ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО

ЛЕНИНГРАД • 1968

В сборнике рассматриваются вопросы сравнения актинометрических приборов, измерения коротковолновой и длинноволновой радиации в разных условиях. Приводятся данные об исследовании атмосферного аэрозоля и климатологические сведения об общем содержании атмосферного озона в северном полушарии.

Сборник рассчитан на научных сотрудников в области физики атмосферы, аспирантов и студентов соответствующих специальностей.

РАСЧЕТ ЕСТЕСТВЕННОЙ ОСВЕЩЕННОСТИ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Многие отрасли народного хозяйства, в первую очередь планирующие строительные работы, нуждаются в данных по естественной освещенности горизонтальной поверхности. При этом требуются сведения как по суммарной освещенности, так и по рассеянной освещенности, по величинам которой при помощи коэффициента естественного освещения рассчитывается освещенность внутри зданий.

Непосредственные измерения освещенности требуют специальной аппаратуры. Для получения надежных климатических данных радиационные измерения должны проводиться примерно в течение десятилетнего периода [1]. Многолетние данные наблюдений за естественной освещенностью имеются лишь за старые годы по Павловску, Ташкенту и Иркутску, в течение последних пяти лет регулярные измерения ведутся в Москве [2]. Однако в настоящее время появилась возможность получить информацию о величине освещенности по всей территории Советского Союза, используя уже накопленный материал наблюдений двухсот станций актинометрической сети. Для вычисления используется световой эквивалент радиации. Предлагаемый метод позволяет получить вероятные значения освещенности с точностью, в большинстве случаев достаточной для практического обслуживания народного хозяйства [3—5]. Предложенный метод может быть использован лишь для высот солнца более 10° ; для получения данных по освещенности при малых высотах солнца, а также в сумерки и ночью нужны специальные исследования.

Определению величины светового эквивалента посвящено много исследований, ссылки на них даны в [3—5], причем все авторы отмечают постоянство величины светового эквивалента для суммарной радиации, в среднем составляющей 70 тыс. лк/кал. см⁻²мин.⁻¹ (пределы колебаний ее составляют $\pm 5\%$). Авторами настоящей статьи путем проведения измерений светового эквивалента в пунктах с различными метеорологическими условиями и различным составом природных аэрозолей (пыль, конденсационная мутность) была выяснена возможность использования постоянного значения светового эквивалента для всей территории Советского Союза [3—5].

В октябре 1966 г. измерения светового эквивалента были повторены в Репетеке, северо-западная часть пустыни Каракумы. В период наблюдений высота солнца достигала 49° . Выбранный пункт удовлетворял

условию достаточной открытости горизонта и однородности подстилающей поверхности с большим значением альбедо. Атмосфера над пустыней в основном содержит частицы пыли при малой влажности. Метеорологические условия, при которых производились измерения, менялись в широких пределах: абсолютная влажность от 2 до 6 мб, относительная от 6 до 50%, в отдельные дни абсолютная влажность достигала 14 мб, а относительная — 80%. Пределы изменения прозрачности атмосферы были также велики — от очень высокой прозрачности до пониженной в дни после пыльных бурь. Коэффициент прозрачности в период наблюдений менялся при массе 2 от 0,69 до 0,83.

Исследования спектральной прозрачности, проводившиеся во время экспедиции в Хороге (Памир) и в пустыне Каракумы, показали, что оптические свойства атмосферы в этих двух пунктах одинаковы, а именно, ослабление света на аэрозолях нейтрально для ультрафиолетовой и видимой области спектра, за исключением полос поглощения радиации водяным паром и озоном. Результаты измерений светового эквивалента на Памире и в Каракумах также совпали.

Вопрос о значении светового эквивалента для суммарной и рассеянной радиации можно считать решенным, и полученные величины светового эквивалента можно рекомендовать для использования в практических целях [5]. В настоящей статье описывается методика, положенная в основу расчета естественной освещенности по данным многолетних актинометрических наблюдений с использованием светового эквивалента.

Исследования величины светового эквивалента в зависимости от высоты солнца при различных условиях облачности показали, что условия наблюдений можно классифицировать по состоянию диска солнца, т. е. по степени закрытости солнечного диска облаками независимо от их количества на небосводе. Для расчета суммарной освещенности все условия наблюдений можно было разделить на две группы. К первой группе отнесены наблюдения при открытом солнце (\odot^2) и при солнце, просвечивающем сквозь облака, при условии, что тень от экрана пиранометра отчетливо различима (\odot); во вторую группу — случаи, когда солнце слабо просвечивает сквозь слой плотных облаков и тени не различимы (\odot^0), а также случаи пасмурной погоды, когда солнечный диск не виден сквозь плотные облака (Π).

Для расчета рассеянной освещенности отдельно рассматривались случаи открытого диска солнца \odot^2 и закрытого, если тень от пиранометра различима \odot , а также случаи пасмурной погоды, когда суммарная радиация равна рассеянной ($Q_{\Pi, \odot^0} = D_{\Pi, \odot^0}$).

Значение светового эквивалента для суммарной радиации зависит от высоты солнца при \odot^2 и \odot и приведено в табл. 1 [5].

Таблица 1

h_{\odot} град.	Световой эквивалент, тыс. лк кал. см ⁻² мин. ⁻¹	h_{\odot} град.	Световой эквивалент, тыс. лк кал. см ⁻² мин. ⁻¹
7—11	62	27—33	68
12—14	63	34—37	69
15—16	64	38—45	70
17—18	65	46—65	71
19—22	66	66—75	72
23—26	67		

Совпадение полученных нами значений светового эквивалента [3—5] с результатами измерений Доньо [6] при всех высотах солнца позволило использовать при пересчете данные Доньо по световому эквиваленту для высот солнца от 5° . Это дало возможность включить в обработку материал по рассеянной и суммарной радиации начиная с высоты солнца 7° .

Значение светового эквивалента суммарной (рассеянной) радиации при пасмурном небе и при \odot^0 для $Q_{\text{п, } \odot^0} = D_{\text{п, } \odot^0}$ принимается равным 72 тыс. лк/кал. см⁻² мин⁻¹. Значение светового эквивалента рассеянной радиации для D_{\odot^2} принимается равным 82 тыс. лк/кал. см⁻² мин⁻¹ и для D_{\odot} равным 80 тыс. лк/кал. см⁻² мин⁻¹ [5].

Исходным материалом для вычисления естественной освещенности служат таблицы ТМ-12, содержащие данные по суммарной и рассеянной радиации.

Обработка ведется по отдельным годам, месяцам и по пяти актинометрическим срокам: 6 час. 30 мин., 9 час. 30 мин., 12 час. 30 мин., 15 час. 30 мин., 18 час. 30 мин. За каждый год, месяц и срок по всем дням месяца в таблицу в отдельные графы выписываются высота солнца и значения суммарной и рассеянной радиации по градациям, указанным выше:

$$Q_{\odot^2, \odot}; Q_{\text{п, } \odot^0} = D_{\text{п, } \odot^0}; D_{\odot^2}; D_{\odot}.$$

Вычисляются суммы, число случаев и средние значения радиации по этим градациям. Полученные значения умножаются на соответствующие значения светового эквивалента. Значения светового эквивалента для суммарной радиации $Q_{\odot^2, \odot}$ берутся из табл. 1 для высоты солнца на 15-е число каждого месяца.

Для получения средних месячных значений суммарной освещенности E_Q и рассеянной освещенности E_D расчет производится по следующей схеме: для получения E_Q средние значения суммарной освещенности при условиях \odot^2 , \odot и П, \odot^0 умножаются на число случаев, при которых эти условия реализуются, и сумма произведений делится на общее число случаев. Аналогично для получения E_D средние значения рассеянной освещенности при условиях \odot^2 , \odot и П умножаются на соответствующее число случаев и сумма произведений делится на общее число случаев.

В результате расчетов для отдельных лет составляется среднее за все годы, вошедшие в обработку.

На основе выполненных исследований в Главной геофизической обсерватории им. А. И. Воейкова (ГГО) при участии местных ГМО (для которых нами были составлены методические указания с изложением описанной методики [7]) ведется работа по составлению карт светового климата для территории Советского Союза. Нами рекомендован для использования материал актинометрических наблюдений за десятилетний период с 1956 по 1965 г. включительно. Местными ГМО из всех актинометрических станций для проведения данной работы выбрано 140 станций, освещающих всю территорию Советского Союза.

Представляет интерес сделать (пока на ограниченном материале) приближенную оценку надежности средних значений освещенности, вычисленных по предложенной методике. Для этого было произведено сравнение данных фактических наблюдений и данных расчета за другие годы, освещенность в которые может различаться в основном из-за облачности. При этом в силу различной связи суммарной и рассеянной освещенности с облачностью точность сравнения неодинакова для суммарной и рассеянной освещенности. Несовпадение лет наблюдений с годами, использованными для расчета, позволяет оценить наибольшие

ошибки, которые могут возникнуть при практическом использовании методики, когда придется судить о вероятной освещенности по средним климатологическим данным, полученным в результате обработки актинометрических данных за 1956—1965 гг.

Для сравнения взят материал наблюдений в Ташкенте по суммарной и рассеянной освещенности за период 1946—1950 гг. [8] и в Павловске— за близкий к десятилетнему ряд наблюдений по рассеянной освещенности за довоенные годы [9]. Расчеты освещенности выполнены по материалам актинометрических наблюдений в Ташкенте за 1957—1960 гг. и в Воейково за 1958—1964 гг.

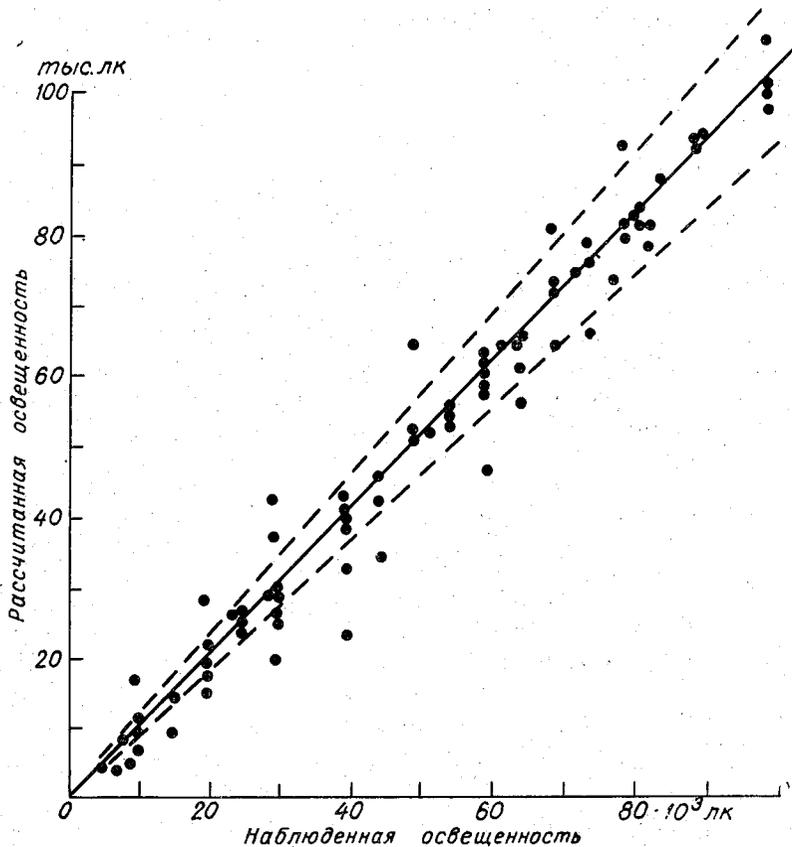


Рис. 1.

На рис. 1 и 2 приведены результаты указанного сопоставления.

На рис. 1 приведена суммарная освещенность горизонтальной поверхности в Ташкенте. По оси абсцисс отложена фактически измеренная освещенность по данным [8], по оси ординат — освещенность, рассчитанная с помощью светового эквивалента. Как это следует из рис. 1, измеренные значения суммарной освещенности хорошо соответствуют результатам расчета. Действительно, сравнение средних рассчитанных и наблюдаемых данных за два различных, случайно выбранных периода дает точки, располагающиеся около прямой, проходящей через начало координат под углом 45° . Прерывистыми линиями показаны пределы 10%-ных отклонений от прямой, вне указанных пределов отклонений находится лишь 18% случаев.

На рис. 2 приведена рассеянная освещенность для Павловска (1) и для Ташкента (2). По оси абсцисс отложена фактически наблюдаемая освещенность по данным [8, 9], по оси ординат — освещенность, рассчитанная по описанной выше методике. Как видно из рис. 2, точки имеют значительный разброс и лежат в основном выше прямой, проходящей через начало координат под углом 45° . Точки группируются около прямой, соответствующей рассчитанным значениям освещенности, которые

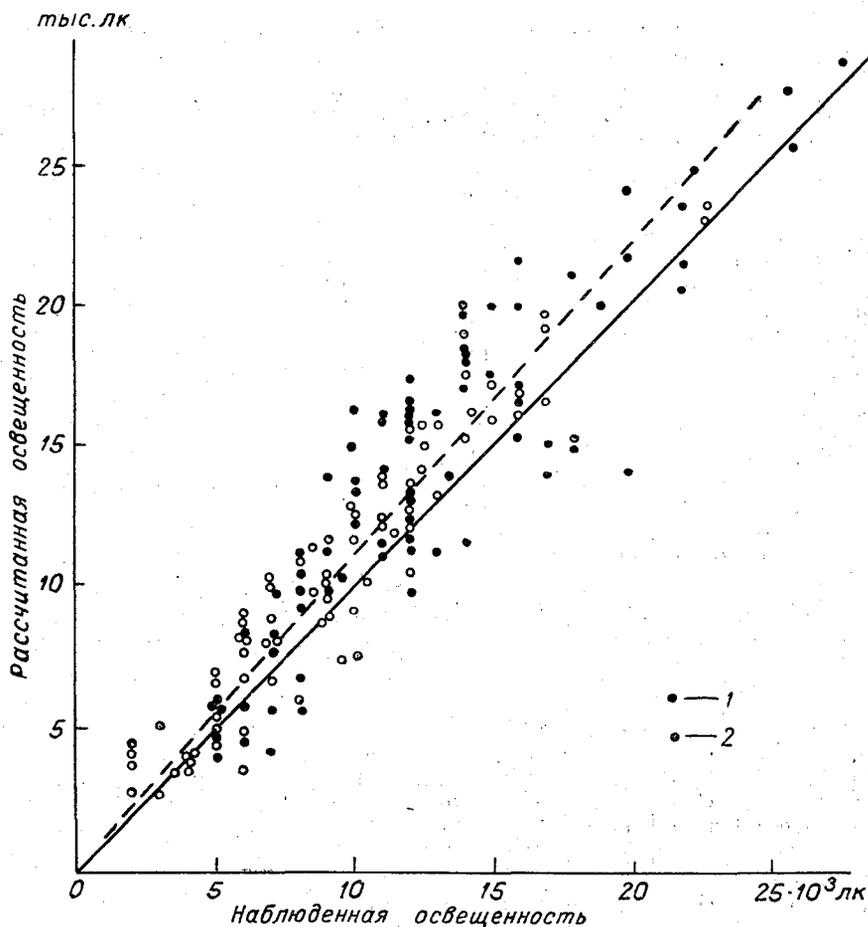


Рис. 2.

на 10% больше фактически наблюдаемых. Полученное расхождение может быть связано с вековым ходом загрязнения атмосферы. По данным работы [1], начиная с 1940 г. вплоть до 1966 г. наблюдается тенденция к монотонному снижению интенсивности прямой радиации и увеличению рассеянной радиации.

Сопоставление рассчитанных и фактически наблюдаемых значений даже за период менее десятилетнего и при несовпадении периодов показало, что наблюдаемая суммарная освещенность совпадает с рассчитанной с высокой степенью точности, а наблюдаемая рассеянная освещенность совпадает с рассчитанной с точностью, приемлемой для большинства практических задач. Различие в средних величинах

рассеянной освещенности, составляющее около 10%, можно считать допустимым, поскольку изучаемая величина освещенности как рассеянным, так и суммарным светом подвержена большим колебаниям от года к году. Как следует из табл. 2 и 3, где в качестве примера приведены рассчитанные значения освещенности в тысячах люкс для февраля и июня по ст. Воейково, эти колебания могут быть около 50% и выше.

Таблица 2

Год	9 час. 30 мин.		12 час. 30 мин.		15 час. 30 мин.	
	E_Q	E_D	E_Q	E_D	E_Q	E_D
Февраль						
1958	4,1	4,3	10,8	8,3	2,7	2,6
1959	6,9	4,4	11,3	9,2	3,4	2,7
1960	8,9	7,6	17,0	12,8	5,0	4,9
1961	5,1	4,5	9,0	7,6	3,4	2,8
1962	6,3	7,0	15,0	12,8	4,8	4,3
1963	8,6	5,5	17,0	10,1	4,8	3,5
1964	7,9	7,1	15,5	11,9	5,2	4,5
Среднее	6,8	5,8	13,7	10,4	4,2	3,6

Таблица 3

Год	6 час. 30 мин.		9 час. 30 мин.		12 час. 30 мин.		15 час. 30 мин.		18 час. 30 мин.	
	E_Q	E_D	E_Q	E_D	E_Q	E_D	E_Q	E_D	E_Q	E_D
Июнь										
1958	24,8	10,6	49,2	19,0	53,9	25,6	43,1	16,3	13,5	8,1
1959	24,2	11,8	54,1	18,6	61,6	24,7	42,1	16,7	14,9	9,4
1960	25,4	13,2	51,7	21,7	55,5	21,7	45,1	19,2	13,1	8,3
1961	24,8	11,8	48,2	21,7	70,1	24,9	46,8	20,6	14,8	9,0
1962	20,3	10,0	43,9	11,5	54,2	17,6	37,4	14,5	12,5	7,8
1963	26,9	12,2	59,7	20,7	68,3	22,1	41,7	17,2	14,5	7,3
1964	27,5	11,9	55,5	21,1	64,5	25,7	44,4	15,9	14,2	8,1
Среднее	24,8	11,6	51,6	19,2	61,2	23,2	43,0	17,2	13,9	8,3

Изложенная в статье методика используется в настоящее время при составлении карт светового климата территории СССР, содержащих данные по суммарной и рассеянной освещенности горизонтальной поверхности по месяцам и пяти срокам актинометрических наблюдений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Пивоварова З. И. Колебания солнечной радиации по наземным наблюдениям. Труды ГГО, вып. 193, 1967.
2. Евневич Т. В. Световой эквивалент солнечной радиации при облачном и пасмурном небе. Гелиотехника, № 1, 1967.
3. Бартенева О. Д., Полякова Е. А. О световом эквиваленте радиации в сухой атмосфере. Труды ГГО, вып. 169, 1965.

4. Бартенева О. Д., Полякова Е. А. Световой эквивалент радиации. Метеорология и гидрология, № 2, 1966.
5. Бартенева О. Д., Довгялло Е. И., Полякова Е. А. Экспериментальные исследования оптических свойств приземного слоя атмосферы. Труды ГГО, вып. 220, 1967.
6. Dogniaux R. Données météorologiques concernant l'ensoleillement et l'éclairage naturel. Résumé des travaux exécutés à l'Institut Royal Météorologique de Belgique Cahiers de centre sci. et tech. des bâtiment, n° 44, Cah. 351, 1960.
7. Методические указания по расчету естественной освещенности горизонтальной поверхности для актинометрических отделов (групп) гидрометеорологических обсерваторий ГУГМС. ГГО, Л., 1966.
8. Лопухин Е. А. Дневное естественное освещение в Ташкенте. Изв. АН СССР, сер. геофизич., № 5, 1953.
9. Калинин Н. Н. Актинометрия. Гидрометеоздат, Л.—М., 1938.

ИССЛЕДОВАНИЕ ИНТЕГРАЛЬНОЙ ФУНКЦИИ ПРОПУСКАНИЯ ДЛИННОВОЛНОВОЙ РАДИАЦИИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ РАДИАЦИОННОГО ЭКРАНА

1. В [1] было показано, что измерения интегральной функции пропускания P методом двух излучателей приводят к систематической ошибке, возникающей из-за зависимости P от температуры излучения $t_{\text{изл}}$. Эта ошибка существенна при низких $t_{\text{изл}}$ (близких к атмосферным температурам), и величина ее тем больше, чем больше зависимость $P(t_{\text{изл}})$. Исследование, проведенное в [1] для одного значения ω , равного 0,5 мм H_2O (осажденная вода) при геометрической длине пути 59,7 м, показало значительную зависимость $P(t_{\text{изл}})$, которую оказалось возможным представить линейным соотношением

$$P(t_1) = P(t_0)[1 + \beta(t_1 - t_0)]. \quad (1)$$

При изменении $t_{\text{изл}}$ от 6 до 82° С температурный коэффициент

$$\beta = \frac{1}{P_0} \frac{\partial P}{\partial t_{\text{изл}}} \quad (2)$$

оказался равным около 0,003 1/град.

Этот результат указал на необходимость проведения дальнейших измерений интегральной функции пропускания с использованием радиационного экрана для других значений ω и расстояний между источником и приемником. Подобные измерения нужны как для получения истинных значений P , так и для исследования зависимости $P(t)$ в некотором диапазоне величин оптического пути.

В настоящей работе получены результаты для расстояний до 250 м и для ω в пределах 0,2—4,0 мм H_2O , проведен их анализ и сравнение с расчетными значениями интегральной функции пропускания.

2. Методика измерений, комплекс аппаратуры и другие вопросы, связанные с условиями измерений, изложены в [1, 5], а также в предшествующих публикациях авторов данной статьи, на которые в [1] имеются ссылки. Приводимые здесь результаты основаны на новых измерениях, выполненных в Воейково в 1965—1966 гг. Всего была использована 171 серия измерений с радиационным экраном и излучателями, температура которых устанавливалась в пределах 7—82° С.

Измерения производились на трех расстояниях между излучателями и телескопическим радиометром: 59,7; 93,6 и 247,4 м. Для расстояния 247,4 м использовались черные излучатели с диаметром выходного отверстия 20 см и радиационный экран с выходным отверстием 18 см.

Для меньших расстояний были применены те же излучатели и экран, что и в [1].

Таблица 1

Условия измерений				
r м	Число серий измерений	t °С	e мб	w мм Н ₂ О
59,7	74	5—22	5—16	0,23—0,72
93,6	64	6—24	6—17	0,43—1,17
247,4	33	15—24	12—20	2,2—3,8

В табл. 1 приведены сведения об использованных диапазонах влажности, температуры воздуха и количества осажденной воды для трех значений длины пути r .

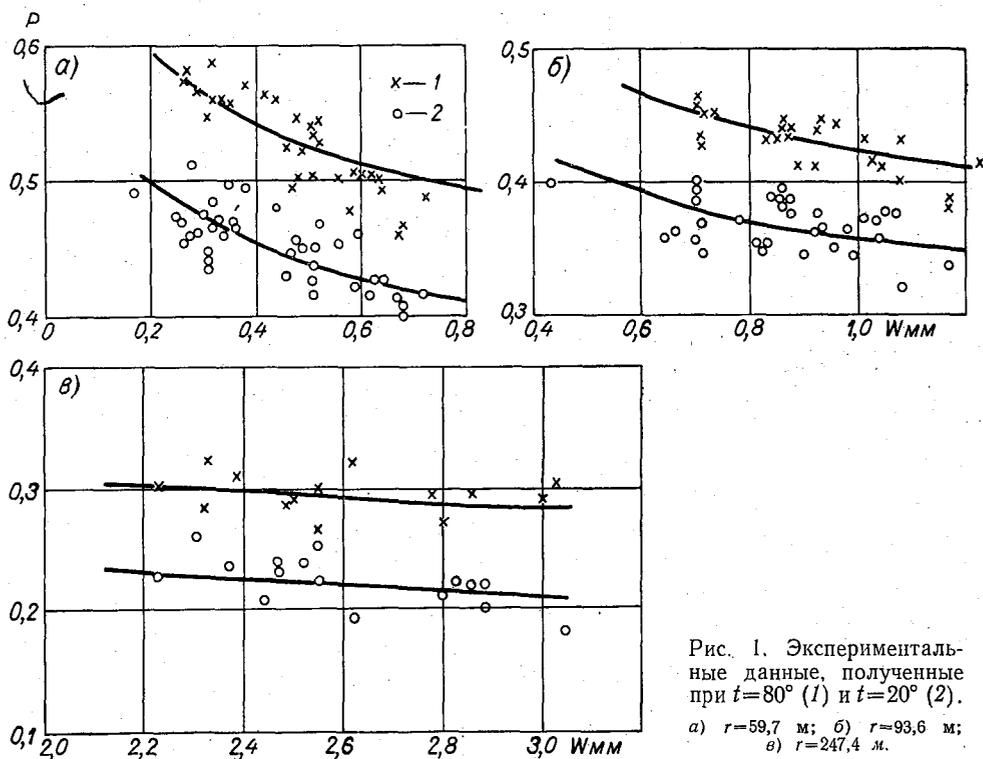


Рис. 1. Экспериментальные данные, полученные при $t=80^\circ$ (1) и $t=20^\circ$ (2).
а) $r=59,7$ м; б) $r=93,6$ м;
в) $r=247,4$ м.

Кроме измерений с радиационным экраном и излучателем, было проведено также 89 серий измерений с двумя излучателями. Эти измерения позволили провести дополнительный контроль приборной постоянной телескопического радиометра путем сравнения полученных таким методом значений \tilde{P} (см. [1]) с данными предыдущих измерений [2].

3. Результаты измерений нанесены на график рис. 1 в координатах (P, w). Данные разбиты на две группы по температурам излучателей: измерения с радиационными экранами и не нагреваемыми черными излучателями давали значения P для диапазона температур 7—28° (средняя температура 20°), нагретые излучатели в паре с радиационными экранами — для диапазона 75—82° (средняя температура 80°).

По экспериментальным точкам проведены шесть средних кривых — по две кривых (20 и 80°) для каждой длины пути. Заметный разброс экспериментальных точек связан не только со случайными ошибками измерений (см. [2]), но также и с некоторым различием температур излучателей для точек, объединенных в каждую группу.

По экспериментальным кривым определены значения среднего относительного приращения, которое получает P при изменении температуры излучения на 1°.

$$\bar{\beta}_{1,2} = \frac{P_2 - P_1}{P_1(t_2 - t_1)} \quad (3)$$

в диапазоне температур (t_1, t_2). В нашем случае этот диапазон 20—80°, значения $\bar{\beta}_{1,2}$ определялись для нескольких величин w и трех длин пути. Данные приведены в табл. 2 (u_c — количество CO_2 на пути луча, считая концентрацию CO_2 равной 0,03% по объему).

Таблица 2

Экспериментальные значения $\bar{\beta}_{1,2}$						
r м	u_c см. атм.	w мм				
		0,25	0,50	0,75	1,0	2,5
59,7	1,8	0,003	0,003	0,003	—	—
93,6	2,7	—	—	0,003	0,003	—
247,4	7,4	—	—	—	—	0,0055

Ошибка определения $\bar{\beta}_{1,2}$ составляет 10—15%.

4. Представляет интерес сравнить экспериментально полученные значения $P(w, u_c, t_{\text{изл}})$ с расчетными данными. Для этого воспользуемся расчетами Ф. Н. Шехтер [3] и В. Е. Зуева [4].

Таблица 3

Расчетные данные						
w мм	r м	u_c см. атм.	$P(w, u_c, t_{\text{изл}})$		$\bar{\beta}_{0-20}$	$\bar{\beta}_{20-80}$
			0° С	80—100° С		

По Ф. Н. Шехтер [3]

0,24	60	1,8	0,65	0,68	0,0012	0,0003
0,24	90	2,7	0,64	0,67		
1,0	60	1,8	0,55	0,58		
1,0	90	2,7	0,54	0,58	0,0017	0,0005
2,4	247	7,4	0,45	0,50	0,0021	0,0008

По В. Е. Зуеву [4]

1,0	100	3,0	0,51	0,59	0,0039	$\bar{\beta}_{0-100}$ 0,0013
2,5	500	15,0	0,40	0,48	0,0056	0,0014

Сравнение расчетных значений $P(w, u_c, t_{\text{изл}})$ с нашими экспериментальными результатами дает возможность сделать следующие выводы об основных различиях между этими данными.

а. Абсолютные значения P , полученные экспериментально, меньше, чем расчетные, причем это расхождение, составляющее 10—15% при малых ω (0,25 мм), увеличивается с ростом ω . Иными словами, эксперимент показывает, что воздух менее прозрачен для длинноволновой радиации, чем дает расчет.

б. Расхождение данных существенно увеличивается с понижением температуры черного излучения от 80—100° до 0—10°, т. е. эксперимент дает более резкую зависимость P от температуры излучения.

в. Зависимость P от расстояния при одинаковых значениях ω по экспериментальным данным также оказывается лучше, чем по расчетам.

5. Можно привести некоторые соображения о возможных причинах отличия расчетных значений интегральной функции пропускания от экспериментальных величин, полученных в настоящем исследовании.

Сближение экспериментальных и расчетных данных при высокой температуре излучения (80—100°) может рассматриваться как свидетельство относительно большей надежности заложенных в расчет величин поглощения для коротковолновой части спектра тепловой радиации. На область до 8 мкм при температуре 100° приходится 29% всей энергии черного излучения, на область 8—13 мкм еще 34% и только 37% падает на часть спектра с $\lambda > 13$ мкм, где сосредоточено поглощение чисто вращательными полосами водяного пара и углекислым газом. Однако при понижении температуры излучения до 0—10° роль области спектра с $\lambda > 13$ мкм существенно возрастает: на нее приходится уже около 60% энергии, и при этом возрастают различия между экспериментальными и расчетными данными. Это можно было бы объяснить тем, что величины поглощения для этой области спектра, заложенные в расчет, занижены по сравнению с фактическими.

Как известно, именно перераспределение энергии в спектре черного излучения при изменении его температуры вызывает зависимость интегральной функции пропускания от температуры излучения. Относительное распределение энергии черного излучения по спектру является весовой функцией для осреднения поглощения в различных полосах поглощения атмосферных газов при расчете интегральной функции пропускания:

$$P(\omega, u_c, t_{изл}) = \sum \frac{B_{\Delta\lambda}(T)}{B(T)} \tau_{\Delta\lambda}. \quad (4)$$

Рассмотрение кривых распределения черного излучения для интересующего нас диапазона температур (0—100° С) показывает, что вес $\frac{B_{\Delta\lambda}(T)}{B(T)}$ участков спектра черного излучения, имеющих $\lambda \leq 11$ мкм, увеличивается при росте температуры, причем чем λ меньше, тем этот рост быстрее. Например, доля радиации, приходящаяся на участок спектра 9—10 мкм, возрастает с 6,1% при 0° до 7,8% при 100°, т. е. на 28%; соответственно для участка спектра 8—9 мкм — от 5,6% до 8,6%, т. е. на 54%; для области спектра 6,3 мкм, занимаемой полосой H₂O, вес возрастает приблизительно в 2,5 раза. В области с $\lambda \geq 11$ мкм при росте температуры происходит уменьшение весов.

Отсюда следует, что характер температурной зависимости $P(t_{изл})$ определяется тем, как распределены по спектру области поглощения и каково соотношение коэффициентов поглощения в них. При этом чем больше радиации проходит в области коротких волн с $\lambda \leq 11$ мкм, тем быстрее увеличивается P с ростом $t_{изл}$; хорошая прозрачность в области $\lambda \geq 11$ мкм будет тормозить этот рост. Например, чем больше поглощение во вращательных полосах H₂O и полосе 15 мкм CO₂, тем более резко

выраженной будет зависимость $P(t_{\text{изл}})$, поскольку при этом подавляющая часть радиации будет проходить через воздух именно в тех коротковолновых частях спектра, вес которых в общем потоке при росте температуры излучателя будет существенно увеличиваться, т. е. сумма в формуле (4) будет преимущественно состоять из членов, увеличивающихся с ростом $t_{\text{изл}}$. В противоположном случае $\frac{\partial P}{\partial t}$ уменьшится или даже может изменить знак.

Таким образом, увеличение коэффициентов поглощения в области $\lambda > 11$ мкм в расчетах P приводит, помимо сближения абсолютных значений, также и к увеличению температурного коэффициента β . Этот эффект, по-видимому, проявился и в расчетах [3], [4]: в работе [4] взяты несколько большие коэффициенты поглощения для вращательных полос водяного пара, чем в [3]; кроме того, в [4] для $\lambda > 35$ мкм поглощение принято полным, а в [3] — для $\lambda > 40$ мкм.

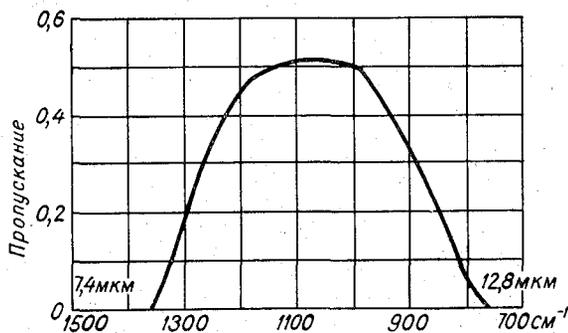


Рис. 2. Кривая пропускания фильтра.

Можно также привести для примера следующую численную оценку. Если аппроксимировать некоторый слой атмосферы фильтром, пропускание которого показано на рис. 2 (фильтр из наложенных пластинок сурмянистого индия и флюорита), то расчет дает следующие значения температурного коэффициента для такого слоя:

$$\beta_{0-25} = 0,0045; \beta_{0-75} = 0,0031; \beta_{0-100} = 0,0026.$$

Если предположить, что этот слой пропускает также часть радиации в области 6,3 мкм, занимаемой полосой H_2O , для которой $\beta_{0-100} \approx \beta_{0-25} \approx 0,0140$ (а на эту область приходится при 100° 25% всего потока), то величины β для этого слоя существенно возрастут.

Если же добавить также некоторое пропускание в области 13 мкм $\div \infty$, для которой $\beta_{0-100} = -0,0036$ (37% всего потока), то эффект увеличения β ослабится или компенсируется в зависимости от соотношения значений $\tau_{4,5-8}$ и $\tau_{13-\infty}$.

Этот пример показывает, что значение β определяется в основном соотношением средневзвешенных коэффициентов поглощения в области соотношения 6,3 мкм водяного пара и в области вращательных полос водяного пара и основной полосы CO_2 . Если для полосы 6,3 мкм имеются достаточно надежные данные, то в области $\lambda > 13$ мкм, где измерения связаны с рядом дополнительных экспериментальных трудностей и проведено весьма мало исследований, данные о спектральных функциях поглощения нельзя считать достаточными. Несомненно, что эта область атмосферного спектра нуждается в дальнейших исследованиях.

Представляет также интерес проведение численного эксперимента по исследованию зависимости интегральной функции пропускания длинноволновой радиации от вариаций заложенных в расчет исходных спектральных данных.

В заключение авторы приносят благодарность Э. С. Андреевой и В. С. Огуряеву за участие в измерениях и обработке данных.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бериташвили Б. Ш., Броунштейн А. М., Казакова К. В. О зависимости интегральной функции пропускания атмосферы от температуры черного излучения. Труды ГГО, вып. 184, 1966.
2. Броунштейн А. М., Казакова К. В. Экспериментальное исследование интегральной функции пропускания. III. Результаты измерений при средних влажностях воздуха. Труды V Межведомственного совещания по актинометрии и оптике атмосферы, июнь 1963 г., Москва. Изд-во «Наука», 1964.
3. Шехтер Ф. Н. Функция пропускания длинноволновой радиации и ее зависимость от температуры источника излучения. См. наст. сб.
4. Зуев В. Е. Расчет интегральных функций поглощения длинноволновой радиации в атмосфере. Труды ВНМС, т. VI, секция актинометрии и атмосферной оптики. Гидрометеоздат, Л., 1963.
5. Броунштейн А. М., Казакова К. В. Об ограничении слоев воздуха для исследования их радиационных свойств. Труды ГГО, вып. 213, 1968.

К РАСЧЕТУ СВЕТОВОГО МИКРОКЛИМАТА РАСТЕНИЙ

Приходящая радиация является одним из основных факторов внешней среды, определяющих рост и развитие растений. Ответные реакции растений зависят как от интенсивности света, так и от его спектрального состава.

При этом, как показано в работах [1, 2], в связи с тем, что растения обладают адаптационными свойствами, наиболее важным является спектральный состав и продолжительность освещения.

При исследовании светового микроклимата растений в условиях безоблачной атмосферы наибольшую трудность представляет учет спектрального распределения приходящей коротковолновой рассеянной радиации. Приближенный метод В. В. Соболева [3, 4], дающий удовлетворительные результаты для стандартной атмосферы ($\tau_0 = 0,3$ и $S_0 = 20$ км) при $\lambda \geq 0,45$, дает значительные погрешности для более коротких длин волн. Как показано О. А. Авасте [5], наибольшая погрешность метода обусловлена пренебрежением азимутальной зависимостью в рассеянии высших порядков.

В настоящей работе предлагается обобщение метода Соболева путем приближенного учета азимутальной зависимости. Такое обобщение позволяет уменьшить ошибки вычислений в области коротких длин волн $\lambda < 0,45$ мкм (играющих в жизни растений существенную роль). Используются следующие основные обозначения:

- $I(\tau, r)$ — спектральная яркость на оптической глубине τ в направлении r ;
- r, r' — векторы, определяющие направление падения и рассеяния света;
- ϑ — угол между направлением луча и вертикальной осью;
- φ — азимут, отсчитываемый от вертикала солнца;
- πS — солнечная постоянная;
- i — зенитное расстояние солнца;
- γ, γ' — углы рассеяния прямой и рассеянной радиации;
- $\kappa(\gamma), \kappa(\gamma')$ — нормированные на единицу индикатрисы рассеяния;
- τ_0 — полная оптическая глубина атмосферы;
- q — альbedo подстилающей поверхности.

§ 1. Сведение уравнения переноса к системе дифференциальных уравнений

Положим, что в уравнении переноса

$$\cos \vartheta \frac{dI(\tau, r)}{d\tau} = -I(\tau, r) + \frac{1}{4\pi} \int I(\tau, r') \kappa(\gamma') d\omega' + \frac{S}{4} \kappa(\gamma) e^{-\tau \sec i} \quad (1.1)$$

индикатрису можно разложить в ряд по полиномам Лежандра:

$$\begin{aligned} \kappa(\gamma) &= \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n \frac{(n-m)!}{(n+m)!} \frac{2}{\delta_m} x_n P_n^m(\cos i) P_n^m(\cos \vartheta) \cos m\varphi, \\ \kappa(\gamma') &= \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n \frac{(n-m)!}{(n+m)!} \frac{2}{\delta_m} x_n P_n^m(\cos \vartheta) P_n^m(\cos \vartheta') \cos m(\varphi - \varphi'). \end{aligned} \quad (1.2)$$

Введем обозначение

$$M_n^m(\tau) = \frac{1}{2\pi\delta_m} \frac{(n-m)!}{(n+m)!} \int I(\tau, r) P_n^m(\cos \vartheta) \cos m\varphi d\omega, \quad (1.3)$$

с учетом (1.3) и (1.2) уравнение (1.1) можно записать

$$\begin{aligned} \cos \vartheta \frac{dI(\tau, r)}{d\tau} &= -I(\tau, r) + \\ &+ \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n x_n M_n^m(\tau) P_n^m(\cos \vartheta) \cos m\varphi + \frac{S}{4} \kappa(\gamma) e^{-\tau \sec i}. \end{aligned} \quad (1.4)$$

Умножим (1.4) на

$$\frac{1}{2\pi\delta_m} \frac{(n-m)!}{(n+m)!} P_n^m(\cos \vartheta) \cos m\varphi d\omega$$

и проинтегрируем. С учетом рекуррентного соотношения для полиномов Лежандра

$$x P_n^m(x) = \frac{n-m+1}{2n+1} P_{n+1}^m(x) + \frac{n+m}{2n+1} P_{n-1}^m(x)$$

получим двумерно бесконечную систему дифференциальных уравнений

$$\begin{aligned} \frac{n+m+1}{2n+1} \frac{dM_{n+1}^m(\tau)}{d\tau} + \frac{n-m}{2n+1} \frac{dM_{n-1}^m(\tau)}{d\tau} &= -M_n^m(\tau) \left(1 - \frac{x_n}{2n+1}\right) + \\ &+ \frac{x_n}{2n+1} \frac{S}{2\delta_m} P_n^m(\cos i) e^{-\tau \sec i} \frac{(n-m)!}{(n+m)!}. \end{aligned} \quad (1.5)$$

Система (1.5) не замкнута, так как при любом конечном n и при данном m она содержит $\frac{(2n-m)(m+1)}{2}$ уравнений с $\frac{(2n-m)}{2} \times \times (m+1) + 1$ неизвестным.

Однако

$$\left| \frac{dM_n^m(\tau)}{d\tau} \right| < A(\tau) \frac{1}{n^{2m}} \frac{(n+m)^m}{\sqrt{(2n+1)2\pi\delta_m}},$$

где

$$A(\tau) = \left| \frac{dI(\tau, r)}{d\tau} \right|_{\max},$$

и если при любом конечном τ производная ограничена, то

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \left| \frac{dM_n^m(\tau)}{d\tau} \right| \rightarrow 0. \quad (1.6)$$

Следовательно, систему можно замкнуть при любом данном n , положив достаточно далекий член

$$\frac{dM_{n+1}^m(\tau)}{d\tau} \equiv 0.$$

Приближение Эдингтона соответствует решению системы при $m=0$, где

$$\frac{dM_2^0(\tau)}{d\tau} \equiv 0.$$

Следует отметить, что, поскольку система (1.5) получена из уравнения (1.1), ее решение эквивалентно решению уравнения (1.1) и, вероятно, (1.5) может явиться инструментом для анализа решения (1.1) методом последовательных приближений.

§ 2. Определение спектральной плотности яркости неба

Из системы (1.5) выпишем для каждого m два первых уравнения:

$$\begin{aligned} \frac{dM_{m+1}^m(\tau)}{d\tau} &= -M_m^m(\tau) \left(1 - \frac{x_m}{2m+1} \right) + \\ &+ \frac{x_m}{2m+1} P_m^m(\cos i) \frac{S}{2\delta_m} e^{-\tau \sec i} \frac{1}{(2m)!}; \\ \frac{2m+2}{2m+3} \frac{dM_{m+2}^m(\tau)}{d\tau} + \frac{1}{2m+3} \frac{dM_m^m(\tau)}{d\tau} &= -M_{m+1}^m(\tau) \left(1 - \frac{x_{m+1}}{2m+3} \right) + \\ &+ \frac{x_{m+1}}{2m+3} P_{m+1}^m(\cos i) \frac{S}{2\delta_m} e^{-\tau \sec i} \frac{1}{(2m+1)!}. \end{aligned} \quad (2.1)$$

Положим

$$\begin{aligned} M_m^m(\tau) \left(1 - \frac{x_m}{2m+1} \right) &\equiv 0, \\ \frac{2m+2}{2m+3} \frac{dM_{m+2}^m(\tau)}{d\tau} &\equiv 0. \end{aligned} \quad (2.2)$$

Получим для каждого m замкнутую систему из двух уравнений. При $m=0$ первое из допущений выполняется автоматически, так как $x_0=1$, второе соответствует приближению Эдингтона, и два первых уравнения есть система В. В. Соболева.

Для решения системы (2.1) граничные условия возьмем в приближении Шварцшильда — Шустера:

$$\begin{aligned} 2M_{m+1}^m(\tau_0) &= M_m^m(\tau_0), \\ 2M_{m+1}^m(0) &= -M_m^m(0) \end{aligned} \quad (2.3)$$

в случае неотражающего дна. При альбедо подстилающей поверхности, отличном от нуля, — в виде

$$\begin{aligned} 2M_1(\tau_0) + M_0(\tau_0) &= q [2M_1(\tau_0) - M_0(\tau_0) + S \cos i e^{-\tau_0 \sec i}], \\ 2M_1(0) &= -M_0(0) \end{aligned} \quad (2.4)$$

при $m=0$, и в виде (2.3) для $m \gg 1$. С учетом (2.2) система (2.1) имеет решение

$$\begin{aligned} M_{m+1}^m(\tau) &= F_m - \frac{x_m}{2m+1} \frac{1}{2^{m!}} (\sin i)^m \cos i \frac{S}{2} e^{-\tau \sec i}, \\ M_m^m(\tau) &= C_m - F_m [(2m+3) - x_{m+1}] \tau - \\ &\quad - \frac{k_m}{2m+1} \frac{1}{2^{m!}} (\sin i)^m \cos^2 i \frac{S}{2} e^{-\tau \sec i}, \end{aligned} \quad (2.5)$$

где

$$k_m = x_m [(2m+3) - x_{m+1}] + (2m+1) x_{m+1}, \quad (2.6)$$

а C_m и F_m определяются из граничных условий.

При неотражающем дне или при $m > 0$ для любой поверхности

$$\begin{aligned} C_m &= S \cos i \frac{(\sin i)^m}{(2m+1) 2^{m!}} \left(x_m + \frac{k_m}{2} \cos i \right) - 2F_m, \\ F_m &= S \cos i \frac{(\sin i)^m}{(2m+1) 2^{m!}} \frac{R_m(\tau_0 i)}{4 + [(2m+3) - x_{m+1}] \tau_0}, \end{aligned} \quad (2.7)$$

где

$$R(\tau_0, i) = x_m + \frac{k_m}{2} \cos i + \left(x_m - \frac{k_m}{2} \cos i \right) e^{-\tau_0 \sec i}.$$

Подставляя (2.5) в (1.4), получим уравнение

$$\begin{aligned} \cos \vartheta \frac{dI(\tau, r)}{d\tau} &= -I(\tau, r) + \frac{S}{4} \kappa(\gamma) e^{-\tau \sec i} + \\ &+ \sum_{m=0}^N [x_m M_m^m(\tau) P_m^m(\cos \vartheta) + x_{m+1} M_{m+1}^m(\tau) P_{m+1}^m(\cos \vartheta)] \cos m\varphi. \end{aligned} \quad (2.8)$$

Его решение для нисходящей радиации ищем в виде

$$I(\tau, r) = C(\tau) e^{-\tau \sec \vartheta},$$

где

$$C(\tau) = \sec \vartheta \int_0^{\tau} B(\tau') e^{-\tau' \sec \vartheta} d\tau'. \quad (2.9)$$

В (2.9) через $B(\tau')$ обозначена вся правая часть уравнения (2.8)

Полагая $\tau = \tau_0$ (у поверхности земли) и представляя решение в виде

$$I(\tau_0, r) = S \cos i \sigma(\tau_0, \vartheta, i, \varphi),$$

для коэффициента яркости $\sigma(\tau_0, \vartheta, i, \varphi)$ получим следующее выражение:

$$\begin{aligned} \sigma(\tau_0, \vartheta, i, \varphi) = & \kappa(\gamma) \sigma_0(\tau_0, \vartheta, i) + \\ & + \sum_{m=0}^N \Lambda_m(\vartheta, i) \left[\frac{R_m(\tau_0, i) R_m(\tau_0, \vartheta)}{4 + [(2m+3) - x_{m+1}] \tau_0} - \right. \\ & \left. - \frac{x_m^2}{2} (e^{-\tau_0 \sec i} + e^{-\tau_0 \sec \vartheta}) - k'_m \cos i \cos \vartheta \sigma_0(\tau_0, \vartheta, i) \right] \cos m\varphi, \end{aligned} \quad (2.10)$$

где

$$\Lambda_m(\vartheta, i) = \frac{2(2m)!}{(2^m m!)^2 (2m+1)} (\sin \vartheta \sin i)^m,$$

$$k'_m = x_m k_m + (2m+1) x_m x_{m+1},$$

$\sigma_0(\tau_0, \vartheta, i) = \frac{1}{4} \frac{e^{-\tau_0 \sec i} - e^{-\tau_0 \sec \vartheta}}{\cos i - \cos \vartheta}$ — коэффициент яркости при сферической индикатрисе.

§ 3. Анализ формулы (2.10)

Первый член формулы (2.10) описывает рассеяние первого порядка, второй член учитывает приближенно рассеяние высших порядков. При этом, если положить $N=0$, то, так как

$$\Lambda_0 = 1, \quad k_0 = 3, \quad k'_0 = 3 + x_1,$$

(2.10) будет решением уравнения переноса по приближенному методу В. В. Соболева. Следовательно, выражение

$$\begin{aligned} \Delta\sigma(\tau_0, \vartheta, i, \varphi) = & \sum_{m=1}^N \left[\frac{R_m(\tau_0, i) R_m(\tau_0, \vartheta)}{4 + [(2m+3) - x_{m+1}] \tau_0} - \right. \\ & \left. - \frac{x_m^2}{2} (e^{-\tau_0 \sec i} + e^{-\tau_0 \sec \vartheta}) - k'_m \cos i \cos \vartheta \sigma_0(\tau_0, \vartheta, i) \right] \cos m\varphi \end{aligned} \quad (3.1)$$

представляет собой поправку к методу В. В. Соболева для учета азимутальной зависимости в рассеянии высших порядков. Нами проведено сравнение коэффициентов яркости, рассчитанных по методу В. В. Соболева для двуслойной атмосферы, по методу Е. С. Кузнецова [6] и по методу В. В. Соболева с поправками по формуле (3.1) при $N=2$ для индикатрис VI, VII, VIII Фойцика и Щшаака и $\tau_0=0,4$, $\tau_0=0,6$, $\tau_0=0,8$ для $i=60^\circ$.

Так как при таких значениях τ_0 основную роль в рассеянии высших порядков играет рассеяние 2-го порядка, точность учета которого зависит от точности описания индикатрисы рассеяния разложением (1.4) при γ от 90° до 180° , то необходимо определить x_1, x_2, x_3 таким образом, чтобы

$$\overline{\kappa(\gamma)} = 1 + x_1 P_1(\cos \gamma) + x_2 P_2(\cos \gamma) + x_3 P_3(\cos \gamma) \quad (3.2)$$

хорошо совпадало с экспериментальным значением $\kappa(\gamma)$ при изменении γ от 90° до 180° . Мы определяем x_m из условий совпадения $\kappa(\gamma)$ и $\overline{\kappa(\gamma)}$ в трех точках:

$$1,05\kappa\left(\frac{\pi}{2}\right) = \overline{\kappa\left(\frac{\pi}{2}\right)}, \quad \kappa\left(\frac{2\pi}{3}\right) = \overline{\kappa\left(\frac{2\pi}{3}\right)}, \quad \kappa(\pi) = \overline{\kappa(\pi)}.$$

Для определения x_m получаем три уравнения:

$$x_1 = \left[11,5 + 2,5x_2 - 8x \left(\frac{2\pi}{3} \right) - 3,5x(\pi) \right] : 7,5,$$

$$x_2 = 2 - 2,1x \left(\frac{\pi}{2} \right),$$

$$x_3 = \left[5x_2 + 8x \left(\frac{2\pi}{3} \right) - 4x(\pi) - 4 \right] : 7,5.$$

В табл. 1 мы приводим результаты сравнения. За точные значения приняты значения $I_{(\tau_0, r)}^{(2)}$, взятые из табл. 1 работы [6].

Таблица 1

	30°	45°	60°	75°
Индикатриса VI $\tau_0=0,4$ $\varphi=\pi$				
P	15,6	11,7	7,0	4,2
P'	7,5	4,2	1	0,5
Индикатриса VII $\tau_0=0,4$ $\varphi=\pi$				
P	30	26,5	15	7,4
P'	5	11	-7,8	-11,8
Индикатриса VII $\tau_0=0,6$ $\varphi=\pi$				
P	32,4	20	15	11
P'	9	-11	-9,5	-12
Индикатриса VII $\tau_0=0,8$ $\varphi=\pi$				
P	25	48	31	35,6
P'	4,3	8,6	2,7	3,9
Индикатриса VIII $\tau_0=0,8$ $\varphi=\pi$				
P	77,5	70,5	62,5	61
P'	13,2	-17	-23	-33
Индикатриса VIII $\tau_0=0,8$ $\varphi=0$				
P	-3,1	-16	-23,9	-27,5
P'	16	-2,3	-12	-11,7

Результаты расчетов по методу Соболева для двуслойной атмосферы I_c частично взяты из табл. 35 работы [7], частично рассчитаны по формуле (5.6), приведенной в этой работе¹. Третье значение коэффициента яркости подсчитано с учетом (3.1)

$$I'_c = I_c + 2 \cos i \Delta \sigma(\tau_0, \vartheta, i, \varphi).$$

В табл. 1 приведены относительные погрешности в процентах:

$$P = \frac{I_c - I^{(2)}}{I^{(2)}} \cdot 100\%, \quad P' = \frac{I'_c - I^{(2)}}{I^{(2)}} \cdot 100\%.$$

¹ В работе [7] допущена опечатка в формуле (5.6). В пятом слагаемом пропущен множитель $\frac{\sec \vartheta}{\sec i - \sec \vartheta}$.

Из таблицы видно, что для несильно вытянутой индикатрисы VI, для которой отношение долей энергии, рассеянной в переднюю и заднюю полусферы, $\Gamma_1/\Gamma_2=2,47$ при $\tau_0=0,4$, учет азимутальной зависимости дает хорошее приближение к решению методом Е. С. Кузнецова. Для индикатрисы VII ($\Gamma_1/\Gamma_2=4,7$) при τ_0 от 0,4 до 0,8 точность решения повышается с увеличением τ_0 . Для сильно вытянутой индикатрисы VIII ($\Gamma_1/\Gamma_2=8,4$) точность также повышается, но все же максимальная ошибка больше 30%. К сожалению, отсутствие расчетов методом Е. С. Кузнецова при $\tau_0 > 0,8$ для индикатрис VII и VIII и $\tau_0 > 0,4$ для индикатрисы VI не позволяет установить границы применимости данного метода. Но можно ожидать, что данный метод может дать хорошие результаты для индикатрис с $\Gamma_1/\Gamma_2 < 2,5$ начиная с $\tau_0 \geq 0,35$ и для сильно вытянутых индикатрис при $\tau_0 \geq 1$.

Приведенное в таблице влияние поправок является следствием ряда причин:

1) неточность описания задней части индикатрисы функций с четырьмя членами, при этом

$$\frac{|\bar{z}(\gamma) - z(\gamma)|_{\max}}{z(\gamma)} \cdot 100\%$$

с учетом (3.2) для индикатрисы VI приблизительно равно 6%, для индикатрисы VII — 12% и для индикатрисы VIII — 20%;

2) принятое приближение (2.2);

3) при расчете поправок не учитывалась слоистость атмосферы, что должно сказаться при больших τ_0 или при вытянутых индикатрисах;

4) граничные условия, как и в методе Соболева, взяты в приближении Шварцшильда — Шустера.

Для выяснения влияния каждой из причин и установления границ применимости поправок для получения решения с определенной точностью необходим дополнительный анализ.

Заключение

Утверждение, что большему τ_0 соответствует более вытянутая индикатриса [6, 7], верно лишь в том случае, если больший вклад в оптическую плотность вносит аэрозольная компонента [8]. Однако при расчете спектрального распределения рассеянной радиации для несильно замутненной атмосферы

$$\tau_0 |_{\lambda=0,55 \text{ мкм}} \sim 0,3,$$

для $\lambda < 0,55$ мкм все более существен вклад релеевской компоненты и поэтому Γ_1/Γ_2 уменьшается с ростом τ_0 и не превышает 2,5 [9]. Можно ожидать, что введение предложенных поправок может существенно повысить точность расчета спектральной плотности рассеянной радиации и позволит расширить область применения приближенного метода Соболева.

Автор благодарен Е. П. Рябовой и К. С. Шифрину за ценные советы и внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Воскресенская Н. П. Значение спектрального состава света для фотосинтетической деятельности зеленого растения. Изв. АН ЭССР, сер. биол., т. 13, 1963.
2. Белл Л. Фотознергетика растений и некоторые вопросы фитоактинометрии. Изв. АН ЭССР, сер. биол., т. 13, № 184, 1963.

3. Соболев В. В. Приближенное решение задачи о рассеянии света в среде с произвольной индикатрисой рассеяния. *Астрономический журнал*, № 5—6, 1943.
4. Соболев В. В. О рассеянии света в атмосфере звезд и планет. Уч. зап. ЛГУ, сер. математич., вып. 116, 1949.
5. Авасте О. А. Поле коротковолновой радиации в безоблачной атмосфере. Автореферат диссертации. Тарту, 1960.
6. Фейгельсон Е. М. и др. Расчет яркости света в атмосфере при анизотропном рассеянии, ч. 1. Труды ИФА, № 1, 1958.
7. Атрошенко В. С. и др. Расчет яркости света в атмосфере при анизотропном рассеянии, ч. 2. Труды ИФА, № 3, 1962.
8. Шифри К. С., Минин И. Н. К теории негоризонтальной видимости. Труды ГГО, вып. 68, 1957.
9. Каган В. К., Рябова Е. П. К расчету спектрального распределения яркости безоблачного неба в двухпараметрической модели атмосферы. Труды ГГО, вып. 152, 1964.

О СВЕТОРАССЕЯНИИ В ПОЛИЭТИЛЕНОВЫХ ПЛЕНКАХ

§ 1. Введение

При использовании тонких полиэтиленовых пленок в качестве ветрозащитных фильтров балансомеров и пиргеометров особое внимание обращают на стабильность оптических свойств этих пленок.

Спектральные свойства полиэтилена изучались многими авторами в СССР [1]—[4] и за границей [5]—[10]. Всюду отмечается большой разброс измеренных величин пропускания, поглощения и отражения, в том числе и для пленок одинаковой толщины.

Это вызвано, во-первых, многообразием сортов полиэтилена и способов изготовления из него пленок; во-вторых, старением полиэтиленов под действием ультрафиолетового излучения и температуры наружного воздуха, которое протекает со скоростью, зависящей не только от интенсивности воздействия указанных факторов, но и от начального химического состава полиэтилена — от добавки и дозировки различных катализаторов и антиоксидантов (противостарителей); в-третьих, расхождением измеренных оптических характеристик пленок из-за погрешностей самой методики измерений общего ослабления радиации пленкой, обладающей заметным светорассеянием.

Первые два обстоятельства связаны с технологией производства полиэтилена и хорошо освещены в специальной литературе [5]—[10]. О светорассеянии в пленках известно меньше.

§ 2. Рассеяние света в полиэтиленовых пленках

В [5] отмечалось, что измерения спектральных свойств в полиэтиленовых пленках осложняются большим (до 5—30%) разбросом толщины пленки и рассеянием света, наблюдающимся под малыми углами.

Первую причину расхождений в измеренных оптических характеристиках обычно устраняют, производя осреднение по большой площади образцов пленки.

Вторая причина — светорассеяние — требует особого изучения.

Полиэтиленовая пленка, даже очень тонкая, уже при поверхностном осмотре кажется слабомутной, а состарившиеся образцы становятся молочно-белыми. Таким образом, потери света, проходящего через пленку, происходят не только путем отражения и поглощения, но и за счет рассеяния.

Лишь отраженная радиация составляет безвозвратную потерю энергии; потери на поглощение могут вызвать нагрев фильтра и поэтому

вливают на фактическую величину длинноволновой радиации, принимаемой термобатареей под этим фильтром. Потери же света за счет рассеяния, вообще говоря, еще не являются потерями в полном смысле этого слова, так как при рассеянии происходит лишь перераспределение света по углам, причем в основном в области малых углов вблизи направления распространения падающего пучка.

Если прибор — пиргеометр, балансомер — с ветрозащитной пленкой имеет апертурный угол 180° или близкий к нему, то рассеянный свет не будет потерян и может по-прежнему участвовать в создании ЭДС термобатарей. Однако при остронаправленной радиации (Солнце) и при больших углах падения возможен захват радиации из углов, больших 180° . Это приведет к увеличению эффективного угла приема и существенно исказит косинусную характеристику прибора.

Еще сильнее рассеяние исказит величины радиации, измеряемые приборами с малыми апертурами. Этот факт уже отмечен в работах [11], [12], в которых были сделаны попытки измерять ослабление радиации полиэтиленом с помощью актинометров.

В связи с этим кажется не лишним привести методику и результаты измерений рассеяния в полиэтиленовых пленках, использовавшихся автором в 1958—1961 гг. в качестве пробных моделей при юстировке малоугольного фотометра [13]. При оценке общего ослабления радиации полиэтиленом учитывалась индикатриса рассеяния, измеряемая упомянутым фотометром.

§ 3. Методика и результаты измерений

Фотометр [13] с приемной линзой и подвижной диафрагмой малого диаметра, перемещаемой по диаметру фокальной плоскости приемной линзы, позволяет измерять индикатрису рассеяния в области малых углов $\beta = 0 \div 12^\circ$ с угловым разрешением до $5-10'$.

Изучаемый образец пленки устанавливается в параллельном монохроматическом пучке света (остаточная расходямость пучка не более $2-3'$) перпендикулярно к пучку или с некоторым наклоном. Для падающего пучка света с поперечным сечением d_0 имеем

$$\beta_{\max} \leq \frac{D - d_0}{2l}, \quad (1)$$

где D — диаметр приемной линзы фотометра; β_{\max} — предельный угол, с которого линза собирает рассеянный свет; l — максимально допустимое удаление пленки от линзы, если β_{\max} задано условиями опыта.

Перемещая в фокальной плоскости линзы диафрагму малого диаметра, совмещенную с фотоприемником, измеряют распределение рассеянного света под малыми углами (индикатрису)

$$E(\beta) = \frac{1}{2\pi f^2 \beta} \frac{d\Phi(\beta)}{d\beta}, \quad (2)$$

где f — фокусное расстояние линзы; $E(\beta)$ — распределение освещенности в фокальной плоскости; $\Phi(\beta)$ — поток света в конусе полуугла β , определяемый интегралом

$$\Phi(\beta) = 2\pi \int_{\beta_0}^{\beta_{\max}} E(\beta) \beta d\beta + \Phi(\beta_0). \quad (3)$$

Здесь $\Phi(\beta_0)$ — световой поток в центре фокальной плоскости, связанный с первоначально падающим от осветителя потоком Φ_0 соотношением

$$\Phi(\beta_0) = \Phi_0(1 - \tau) = \Phi_0\rho, \quad (4)$$

где τ — относительное ослабление падающего потока Φ_0 .

Поскольку Φ_0 известно из градуировки фотометра, а $\Phi(\beta_0)$ измеряется после установки в фотометр образца пленки, то из (4) можно найти τ . Заметим, что выражение (4) справедливо, если диаметр приемной подвижной диафрагмы $D_{\text{п}}$ равен диаметру изображения источника света D_0 в фокусе линзы. Если же $D_{\text{п}} \neq D_0$, то потоки Φ_0 , $\Phi(\beta_0)$ будут определяться интегралами вида (3).

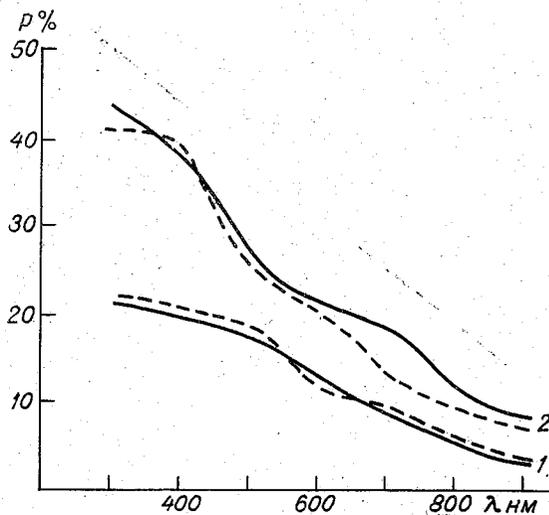


Рис. 1. Спектральная зависимость светового потока, рассеянного в конусе угла 5° полиэтиленовой пленкой толщиной 0,1 мм.

1 — свежие образцы пленки, 2 — состаренные; пунктирная и сплошная линии обозначают дублирующие образцы.

Из-за сильной неоднородности пленки картина рассеяния (ореол вокруг изображения источника) всегда несимметрична. Поэтому в формулах (2) и (3) обычно используют $\bar{E}(\beta)$, осредненное по нескольким диаметрам фокальной плоскости.

Величины $\bar{E}(\beta)$ и τ измерялись со сменными интерференционными светофильтрами 305, 401, 510, 608, 705 и 903 нм с полосой пропускания 10—15 нм на уровне 0,5 от максимума резонансной кривой фильтров.

Для исключения взаимного отражения света от пленок и поверхностей коллиматорной и приемной линз, а также влияния волнистости самой пленки образцы устанавливались наклонно к падающему пучку и закреплялись между двумя плоско-параллельными стеклянными пластинками. Поправки на рефракцию и отражение вводились по методике, описанной в [14].

На рис. 1 представлена спектральная зависимость потока рассеянного света в полиэтиленовой пленке $\bar{\Phi}(\beta, \lambda)$ для $\beta_{\text{max}} = 5^\circ$ (угол отверстия стандартного актинометра). Пунктиром и сплошной кривой обозначены два разных образца пленки толщиной 0,1 мм.

Поглощение света полиэтиленовыми пленками существенно в области $\lambda > 1 \pm 2$ мкм, около 3% — для интервала 1—4 мкм и 7—8% — для 4—20 мкм. Потери за счет отражения составляют в среднем 8—10% во всем рассматриваемом спектре. В видимой и ультрафиолетовой областях спектра поглощение отсутствует, но зато рассеяние составляет 2—3%. Эти результаты хорошо согласуются с данными Шульце [10], использовавшего иную методику измерения рассеяния.

Величина пропускания и количество рассеянного в видимой и ультрафиолетовой части спектра света могут служить очень удобными критериями качества светофильтра из полиэтилена. В [4] отмечено, что пленки с пропусканием $p > 0,45$ при $\lambda = 0,25$ мкм можно считать хорошими. Индикатриса рассеяния в ультрафиолете является еще более чувствительным критерием качества пленки: измеряя распределение света, рассеянного под малыми углами, на установках, аналогичных рассмотренным в [13], можно сравнивать и отбраковывать пленки и фильтры, работавшие на открытом воздухе.

Для улучшения качества актинометрических светофильтров нужно добиваться стандартизации полиэтилена. Нужен оптический полиэтилен, по возможности свободный от различных примесей типа катализаторов, со строго дозированными добавками противостарителей, с высокой однородностью массы, с малым или стабилизированным светорассеянием.

ЛИТЕРАТУРА

1. Голиков В. И. К вопросу об измерении инфракрасной радиации прибором с ветрозащитой из полиэтилена. Труды ГГО, вып. 80, 1959.
2. Голиков В. И. О применении полиэтилена в актинометрии. Научн. сообщ. Ин-та геологии и географии АН Литовской ССР, т. 13, 1962.
3. Красильщиков Л. Б., Семенова Г. П. О спектральных характеристиках материалов, применяемых в актинометрии. Труды ГГО, вып. 152, 1964.
4. Никольский Г. А., Есипова Е. Н. Измерения радиационного баланса в свободной атмосфере с помощью балансомеров с полиэтиленовой защитой. Проблемы физики атмосферы, сб. 4, ЛГУ, 1966.
5. Thompson H. W., Torkington P. The infrared spectra of polymer and related monomers. Proc. royal soc., ser. A, vol. 184, N 996, 1945.
6. Raff R. A. V., Allison J. B. Polyethylene. Series of monographs of the chemistry, physics and technology of high polymeric substances. New-York, London, 1956.
7. Rossman K. Absorption spectrum of polyethylene in the near infrared. Journ. of chem. phys., vol. 23, N 7, 1957.
8. Rugg F. M., Smith J. J., Beason R. C. Infrared spectrophotometric studies on polyethylene. II. Oxidation. Journ. of polymer science, v. 13, N 72, 1954.
9. Ross A. W., Black A. M. The photocatalyzed oxidation of polyethylene. Journ. of the Society of Chemical Industry, vol. 69, April 1950.
10. Schulze R. Über die Verwendung von Polyäthylen für Strahlungsmessungen. Arch. Meteorol., Geophys. und Bioklimatol., Bd. 11, N 2, 1961.
11. Сулев М. А. О применении полиэтиленовой пленки в качестве ветрозащитных покрытий. Исследов. по физ. атмосферы. Ин-т физики и астрономии АН Эстонской ССР, вып. 5, 1965.
12. Гойса Н. И. Опыт использования плоских полиэтиленовых пленок в качестве ветровой защиты балансомеров. Сб. «Метеорологические исследования», Изд-во «Наука», 1966.
13. Голиков В. И. Установка для измерения спектра размеров сферических частиц и капель туманов. Труды ГГО, вып. 109, 1961.
14. Stein R. S., Keane J. J. The scattering of light from thin polymer films. I. Experimental procedure. Journ. of polymer science, vol. 17, 21—44, 1955.

О ТОЧНОСТИ ВЫЧИСЛЕНИЯ СПЕКТРА ЧАСТИЦ ПО МАЛЫМ УГЛАМ ИНДИКАТРИСЫ РАССЕЯНИЯ

В [1] путем численных экспериментов исследованы амплитудные погрешности измерения исходной оптической информации и их влияние на точность вычисления спектра частиц по малым углам индикатрисы рассеяния. При этом величины и характер ошибок фотометрирования (абсолютная, относительная и случайные погрешности) были заданы априорно, исходя из общих свойств оптической и электрической систем малоугольного фотометра, описанного в [2]—[4].

Цель нашей статьи — показать суммарное влияние тех же экспериментальных погрешностей на точность вычисления ординат спектра размеров, основываясь на анализе не теоретической, а реальной индикатрисы, измеренной от конкретной модели полидисперсной среды с крупными частицами [5].

Была выбрана модель из полиметилметакрилата (объемная модель, [5]) со спектром частиц, представленным на рис. 1б.

Модель полностью отвечает ограничениям, налагаемым на метод малых углов со стороны свойств частиц ($\rho \gg 1$, сферичность, однородность и др.) и среды (однократность рассеяния, отсутствие интерференции). Кроме того, пусть известно, что число мелких частиц с $\rho \leq 20$ пренебрежимо мало и полидисперсная модель заведомо имеет спектр $f(\rho)$ с ясно выраженным максимумом в области $\rho > 20 \div 30$. Такие системы характерны, например, для сформировавшихся туманов и облаков. Их спектры хорошо моделируются известными γ -распределениями [6].

Оптическая информация о микроструктуре модели была получена в виде монохроматической индикатрисы $\Phi^*(\beta)$, т. е. углового распределения потока света, попадающего в подвижную диафрагму малоугольного фотометра [2]—[5]. На рис. 1а показана функция $\beta^3 \Phi^*(\beta)$, входящая в формулу для расчета ординат спектра частиц нашей модели

$$f(\rho_j) \rho_j^2 = A \int_0^{\beta^*} \frac{d}{d\beta} \{ \beta_i^3 \Phi^*(\beta_i) \} F(\rho_j, \beta_i) d\beta, \quad (1)$$

где $A = \frac{16\pi^4}{\lambda^3 \Phi_0^*} \frac{D_0^2}{D_3^2}$ — градуировочная постоянная фотометра; $f(\rho_j)$ —

j -тая ордината кривой спектра частиц; β^* — предельный угол интегрирования, определяющий существенную область рассеяния; λ — длина волны

используемого света; Φ_0^* — поток монохроматического света, принятый диафрагмой D_3 в направлении $\beta=0$; D_0 — диаметр изображения источника света в фокальной плоскости приемной линзы фотометра; D_3 — диаметр подвижной диафрагмы малоугольного фотометра.

Интеграл в (1) при вычислениях может быть заменен приближенной суммой с теми же пределами.

Световые характеристики мутной среды входят в (1) в виде отношения. Поэтому $f(\rho_j)$ имеет размерность $[L^{-3}]$ независимо от того, в каких единицах выражены $\Phi^*(\beta_i)$.

Число частиц сорта j в единице объема

$$n_j = n(\rho_j) \Delta\rho \approx n(a_j) \Delta a, \quad (2)$$

где a — линейный радиус частицы.

Полное число частиц в единице объема

$$\begin{aligned} n &= \int_0^\infty n(\rho_j) d\rho \approx \\ &\approx \sum_{j=0}^\infty n(a_j) \Delta a, \end{aligned} \quad (3)$$

а во всем освещенном объеме V

$$N = nl \frac{\pi d_0^2}{4} = nV, \quad (4)$$

где l — длина пути светового пучка в среде, d_0 — диаметр того же пучка.

Нормировка рассчитываемых спектров $f(\rho_j)\rho_j^2$ и контроль за однократностью рассеяния производятся по фактическому ослаблению пучка света в прямом направлении. Если имеет место собственное поглощение вещества частиц, то оно может быть измерено путем изменения длины волны используемого света, например, аналогично известной методике парных длин волн, используемой при измерениях оптических толщин озона, водяного пара и др.

Ослабление света полидисперсным аэрозолем описывается формулой Бугера

$$\frac{\Phi(\beta)}{\Phi_0} = e^{-\tau}; \quad \ln \frac{\Phi_0}{\Phi(\beta)} = \tau, \quad (5)$$

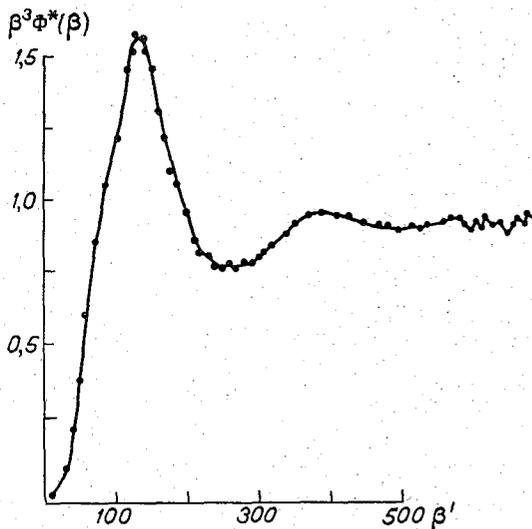


Рис. 1а. Вид $\beta^3\Phi^*(\beta)$ для объемной модели из сферических частиц полиметилметакрилата («мелкая» фракция).

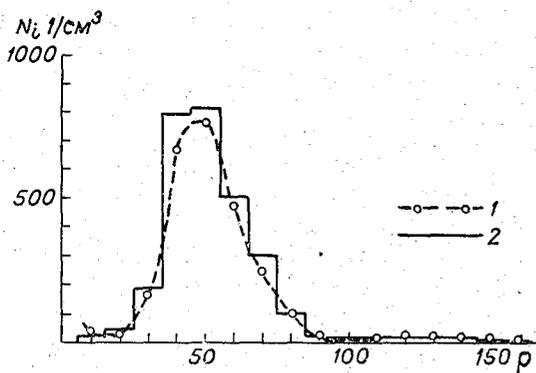


Рис. 1б. Спектры размеров частиц модели, полученные оптическим (1) и микрофотографическим (2) методами при $\beta^* = 510'$.

где Φ_0 — падающий поток, $\Phi(\beta)$ — «пропущенный» средой поток света, захваченный апертурой приемника, τ — интегральный (по спектру частиц) показатель ослабления.

Для того чтобы в (5) правильно учесть потери света, обусловленные рассеянием, необходимо выполнить основное условие, налагаемое на геометрию фотометра с линзой,

$$\beta^* = \frac{D_{лз} - d_0}{2l_{\max}} \geq \frac{r}{f}, \quad (6)$$

где $D_{лз}$ — диаметр приемной линзы, l_{\max} — наибольшее удаление рассеивающих свет частиц от приемной линзы фотометра (световая база фотометра), f — фокусное расстояние приемной линзы, r — перемещение диафрагмы D_3 от $\beta=0$ до $\beta=10^\circ$.

Если τ мало, то для относительного ослабления в тонком слое мутной среды получим

$$\frac{\Delta\Phi}{\Phi_0} \simeq \tau; \quad \Delta\Phi = \Phi_0^* - \Phi^*(0), \quad (7)$$

где Φ_0^* — световой поток, принятый диафрагмой D_3 в направлении $\beta=0$ при отсутствии частиц в освещенном объеме, $\Phi^*(0)$ — тот же поток, но в присутствии частиц.

Далее, если $D_3 \ll 2\beta^* f$ и $D_3 \simeq D_0$, то влияние рассеянного света в апертуре приемника D_3 пренебрежимо мало, и в качестве хорошего приближения можно принять, что $\Phi_0 \simeq \Phi_0^*$, а тогда

$$\tau \simeq \frac{\Phi_0^* - \Phi^*(0)}{\Phi_0^*}, \quad (8)$$

где Φ_0^* известно из градуировки, а $\Phi^*(0)$ измеряется.

Для выбранной нами модели $\tau \leq 0,15$.

В случаях, когда в фотометре $D_3 \neq D_0$, и при наличии заметного нулевого фона формулы (1) — (8) значительно усложняются, так как световые потоки Φ_0^* , $\Phi^*(0)$ будут определяться интегральными соотношениями (см. [7]).

Предельный угол β^* можно найти, например, по допустимой разности ординат действительного и измеряемого методом малых углов спектра $f(\rho)$. К. С. Шифрин получил аналитическое выражение этой разности, используя γ -распределения и формулы для расчета $f(\rho)$ и интенсивностей $\Phi^*(\beta)$. Раскладывая это выражение в ряд и оценивая члены ряда, К. С. Шифрин показал, что при допустимом расхождении ординат действительного и восстанавливаемого спектров в 10% существенная область рассеяния (интегрирования) ограничена неравенством $\beta^* \leq 6^\circ$ [6].

Однако обычно спектр $f(\rho)$ заранее совершенно неизвестен. В эксперименте мы располагаем лишь оптической информацией в виде $\Phi^*(\beta)$,

$\beta^3\Phi^*(\beta)$ или $\frac{d}{d\beta} \{\beta^3\Phi^*(\beta)\}$. Поэтому естественно попытаться связать параметры одной из этих экспериментальных оптических характеристик среды (например, «структурочувствительную» функцию $\beta^3\Phi^*(\beta)$) с параметрами спектра $f(\rho)$, а допустимую погрешность определения ординаты спектра $f(\rho)$ — с допустимой ошибкой определения $\beta^3\Phi^*(\beta)$ (с допустимой ошибкой фотометрирования).

В [7] было показано, что функцию $\beta^3 \Phi^*(\beta)$ при достаточно больших β можно представить в виде двух слагаемых, зависящих от параметров спектра $f(\rho)$,

$$\beta^3 \frac{\Phi^*(\beta)}{\Phi_0^*} \simeq K + M \frac{1}{\beta^2}, \quad (9)$$

где $\frac{M}{\beta^2}$ убывает с увеличением β , приближаясь к асимптоте K , параллельной оси β [7].

Это означает, что можно указать любое сколь угодно малое число ε , такое, что

$$|\beta^3 \Phi^*(\beta) - K| = \left| \frac{M}{\beta^2} \right| \leq \varepsilon. \quad (10)$$

Можно потребовать, чтобы определение функции $\beta^3 \Phi^*(\beta)$, а следовательно, и асимптоты K во всей области доверительной оптической информации производилось с некоторой, заранее заданной точностью δ .

Так как ε — любое, то положим, например, $\varepsilon = \delta \frac{M}{\beta_0^2}$, где β_0 — положение первого (считая от $\beta=0$) учитываемого максимума $\beta^3 \Phi^*(\beta)$. Если $\frac{M}{\beta^{*2}} + K$ — значение $\beta^3 \Phi^*(\beta)$ в точке β^* , то при указанных ε и δ , определяющих допустимое расхождение $\beta^3 \Phi^*(\beta)$ и ее асимптоты K , можно считать, что начиная с β^* функция $\beta^3 \Phi^*(\beta)$ и K совпадают, т. е.

$$\frac{M}{\beta^{*2}} - \delta \frac{M}{\beta_0^2} = 0, \quad (11)$$

откуда видно, что

$$\beta^* \leq \frac{\beta_0}{\sqrt{\delta}}, \quad (12)$$

где δ определяется конкретными оптическими и электрическими свойствами фотометра, а β_0 — координата главного максимума структуро-чувствительной функции $\beta^3 \Phi^*(\beta)$.

Все отклонения $\beta^3 \Phi^*(\beta)$ от ее асимптоты вне области доверительной оптической информации ($\delta_i > \delta$) отбрасываются как недостоверные.

На практике удобнее пользоваться несколько иной методикой вычисления интеграла (суммы) (1). Вместо конечной суммы $\sum_{\beta=0}^{\beta^*}$ вычисляют суммы с переменным верхним пределом β_i [5], [7]:

$$f(\rho_j, \beta_i) \simeq \frac{1}{\rho_j^2} \sum_{\beta=0}^{\beta_i} \frac{d}{d\beta} \{ \beta^3 \Phi^*(\beta) \} F(\rho_j \beta_i) \Delta\beta. \quad (13)$$

Значение ординаты спектра $f(\rho_j, \beta_i)$ получается как результат перемножения двух осциллирующих функций $\frac{d}{d\beta} \{ \beta^3 \Phi^*(\beta) \}$ и $F(\rho_j \beta_i)$, из которых первая затухает, приближаясь к нулю. Поэтому величина $f(\rho_j, \beta_i)$ сама осциллирует синхронно с $\beta^3 \Phi^*(\beta)$ и $\frac{d}{d\beta} \{ \beta^3 \Phi^*(\beta) \}$,

приближаясь к некоторой асимптоте, параллельной оси β (см. рис. 2а и 2б).

Погрешность фотометрирования непрерывно увеличивается с возрастанием β (см. [3]), а расхождение точных и дифракционных формул теории рассеяния, положенных в основу метода малых углов [8], увеличивается с уменьшением ρ , причем расхождение носит интерференционный характер. Поскольку малым ρ соответствуют большие β (вытянутость дифракционной картины уменьшается), то общая погрешность при восстановлении ординаты спектра $f(\rho_j, \beta_i)$ увеличивается сразу по обоим

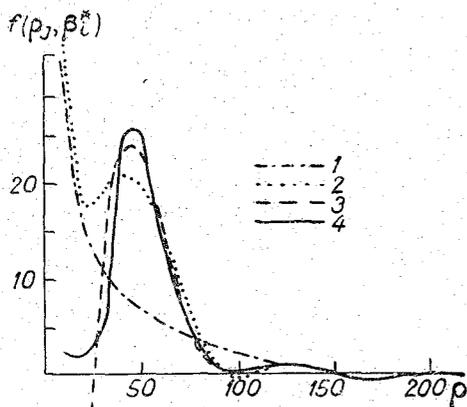


Рис. 2а. Изменчивость спектра $f(\rho_j, \beta_i)$ в зависимости от выбора β^* .

1) $\beta_i^* = 60'$, 2) $\beta_i^* = 180'$, 3) $\beta_i^* = 270'$, 4) $\beta_i^* = 510'$.

причинам. Поэтому и наибольшую ошибку в определении ординаты спектра следует ожидать вблизи теоретической границы метода малых углов ($\rho \approx 20 \div 30$), где амплитуды и область затухания колебаний $f(\rho_j, \beta_i)$ оказываются наибольшими (рис. 2б).

За окончательное значение ординаты восстанавливаемого спектра частиц следует принимать установившееся значение суммы (13) с переменным верхним пределом; если β^* определено по асимптотическим оценкам (9) — (12) для $f(\rho_j, \text{mm}, \beta_i)$, то это значение β^* является необходимым и достаточным во всей области изменения аргумента ρ .

Если окажется, что при достаточно высокой точности фотометрирования δ и при достаточно малом шаге интегрирования $\Delta\beta$ восстанавливаемая ордината $f(\rho_j, \beta_i)$ все же не затухает с увеличением β , то необходимо подвергнуть дополнительному анализу саму среду, которая может содержать мелкие частицы с $\rho \sim 1$, не различаемые фотометром и расчетной схемой метода малых углов.

В табл. 1 приведены значения $\Phi^*(\beta_i)$, $\beta_i^3 \Phi^*(\beta_i)$, $\frac{d}{d\beta} \{\beta_i^3 \Phi^*(\beta_i)\}$, $f(\rho_j, \beta_i)$ при $\rho_j = 20, 40, 50, 70, 110$ для упомянутой выше объемной модели из полиметилметакрилата.

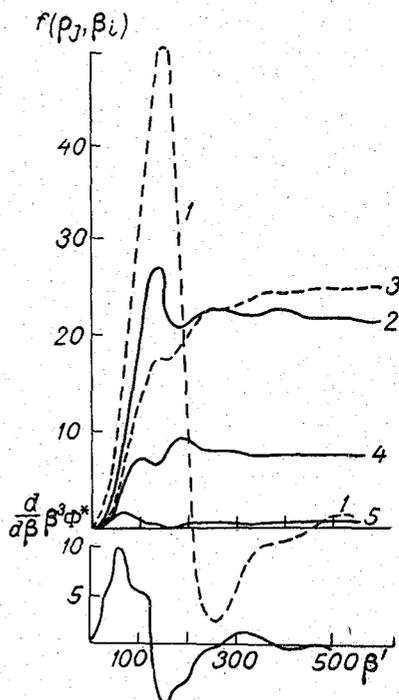


Рис. 2б. Характер изменения $f(\rho_j, \beta_i)$ с увеличением β_i и 'ход производной $\frac{d}{d\beta} \{\beta_i^3 \Phi^*(\beta_i)\}$.

1) $\rho_j = 20$, 2) $\rho_j = 40$, 3) $\rho_j = 50$, 4) $\rho_j = 70$, 5) $\rho_j = 110$.

Таблица 1

β_i	$\Phi^*(\beta_i)$	$\beta_i^3 \Phi^*(\beta_i)$	$\frac{d}{d\beta} \beta_i^3 \Phi^*(\beta_i)$	$f(20, \beta_i)$	$f(40, \beta_i)$	$f(50, \beta_i)$	$f(70, \beta_i)$	$f(110, \beta_i)$
0	855	0,00	0,00	—	—	—	—	—
10	490	4,90	1,05	0,05	0,03	0,02	0,01	0,01
20	474	37,9	6,25	0,64	0,32	0,26	0,19	0,14
30	418	113	9,15	1,93	0,99	0,82	0,60	0,43
40	345	221	14,6	4,73	2,48	2,04	1,47	0,96
50	318	398	20,3	9,73	5,13	4,16	2,91	1,68
60	290	626	21,3	16,1	8,51	6,80	4,53	2,24
70	240	823	16,2	22,0	11,5	9,50	5,72	2,40
80	185	950	12,9	27,2	14,1	11,0	6,54	2,30
90	137	1080	12,8	33,1	16,9	12,8	7,11	2,00
100	118	1200	12,8	39,8	19,8	14,7	7,39	1,59
110	101	1338	12,7	47,1	22,8	16,3	7,31	1,19
120	77,5	1460	12,4	55,0	25,6	17,6	6,94	0,94
130	70,8	1560	3,5	57,4	23,6	17,8	6,76	0,93
140	57,0	1560	-4,2	54,4	21,9	17,7	7,03	0,87
150	40,0	1460	-12,2	44,9	21,0	17,6	7,85	0,53
160	28,4	1330	-13,0	34,3	20,7	18,0	8,63	0,11
170	22,1	1210	-10,3	25,5	20,7	18,7	9,09	-0,16
180	18,2	1106	-8,6	17,9	21,1	19,5	9,28	-0,26
190	15,3	1022	-8,2	10,5	21,7	20,5	9,25	-0,26
200	13,0	942	-8,15	2,99	21,1	21,5	9,01	-0,22
210	11,0	870	-6,25	-2,83	21,7	22,3	8,69	-0,35
220	9,10	816	-3,75	-6,33	22,2	22,8	8,45	0,27
230	7,20	787	-1,85	-8,03	22,5	23,0	8,33	0,31
240	5,47	772	-1,20	-9,15	22,7	23,1	8,26	0,31
250	4,83	765	-0,65	-9,73	22,8	23,1	8,23	0,31
260	4,33	768	-0,15	-9,85	22,9	23,1	8,23	0,30
270	3,87	762	-0,35	-9,57	22,8	23,1	8,23	0,31
280	3,48	766	0,65	-9,06	22,7	23,2	8,20	0,32
290	3,17	774	1,00	-8,35	22,5	23,3	8,15	0,33
300	2,93	790	2,00	-7,04	22,3	23,5	8,02	0,32
310	2,73	814	2,30	-5,41	22,1	23,8	7,88	0,26
320	2,56	840	2,50	-4,14	22,0	24,1	7,74	0,18
330	2,40	862	2,30	-3,16	22,0	24,4	7,66	0,14
340	2,25	884	2,30	-2,38	22,1	24,6	7,63	0,10
350	2,15	908	1,90	-1,91	22,2	24,8	7,66	0,10
360	1,98	926	1,25	-1,70	22,4	24,8	7,70	0,12
370	1,85	940	0,86	-1,64	22,5	24,9	7,74	0,15
380	1,73	950	0,60	-1,65	22,7	24,8	7,79	0,17
390	1,60	948	-0,10	-1,64	22,6	24,8	7,78	0,16
400	1,48	948	-0,30	-1,57	22,6	24,9	7,77	0,16
410	1,37	944	-0,60	-1,40	22,5	24,9	7,75	0,17
420	1,26	936	-0,8	-1,11	22,3	25,0	7,74	0,19
430	1,16	928	-0,7	-0,79	22,1	25,1	7,76	0,20
440	1,09	922	-0,6	-0,47	22,1	25,2	7,79	0,22
450	1,01	917	-0,5	-0,17	22,1	25,3	7,81	0,23
460	0,95	912	-0,4	0,10	22,1	25,3	7,84	0,23
470	0,88	907	0,0	0,52	22,1	25,3	7,88	0,21
480	0,82	903	-0,3	0,75	22,1	25,3	7,89	0,20
490	0,76	900	-0,2	0,90	22,1	25,3	7,90	0,20
500	0,72	898	-0,2	1,06	22,1	25,3	7,90	0,19
510	0,67	898	0,0	1,06	22,1	25,3	7,90	0,19
...

В табл. 2 даны концентрации частиц сорта j в единице объема n_j , рассчитанные по (2) и полученные по микрофотографиям модели.

Таблица 2

Число частиц в единице объема, полученное методом малых углов и микрофотографированием модели

ρ_j	n_j , опт	n_j , микр	$ \Delta n_j $	%
10	44	49	5	10,2
20	32	80	48	60,0
30	165	185	20	10,8
40	667	790	123	16
50	764	810	46	6
60	468	502	34	7
70	239	300	61	20
80	97	105	8	8
90	19	25	6	24
100	6	19	13	68,4
110	17	18	1	6
120	25	16	9	56
130	21	15	6	40
140	18	14	4	28
150	12	10	2	20
160	3	5	2	40
Сумма	2597	2943	346	Среднее 11,8

В двух последних столбцах указаны абсолютные и относительные расхождения величин n_j , n , восстановленных по (2)—(4), (13) и полученных микрофотографированием. Среднее относительное отклонение (по всем ординатам спектра) составляет около 12%.

В табл. 3 приведены основные структурные характеристики модели: средний (a_1), среднеквадратический (a_2), среднекубический (a_3) и модальный (a_4) радиусы, а также относительная ширина спектра размеров частиц (a_5) на уровне 0,5 от максимума кривой распределения. Формулы для расчета a_1 — a_5 общеизвестны. В табл. 3 приведено также полное число частиц N в освещенном объеме модели и расхождения в процентах величин a_1 — a_5 , полученных методом малых углов и микрофотографированием.

Таблица 3

Основные микроструктурные характеристики модели

a_x	Оптический метод	Микрофотографический метод	Δa_x	%
a_1	4,2	4,2	0,0	0,0
a_2	4,5	4,4	0,1	2,4
a_3	4,9	4,8	0,1	2,3
a_4	4,0	4,0	0,0	0,0
a_5	3,05	2,7	0,35	12,9
N	62 328	70 632	8304	11,8
τ	0,145			

При фотометрировании модели было установлено, что начиная с $\beta_i = 510 \div 540'$ (см. рис. 1а) фотометр уже не дает достоверной оптической информации. Поэтому, пользуясь асимптотическими оценками β^* , мы закончили процесс интегрирования экспериментальной индикатрисы

в точке последнего минимума $\beta_i^3 \Phi^*(\beta_i)$, различного на фоне шумов фотометра. Спектр $f(\rho_j, 510')$, восстановленный по оптической информации, был принят за эталонный.

На рис. 2а представлена изменчивость спектра $f(\rho_j, \beta_i^*)$ в зависимости от выбора конечного предела интегрирования $\beta_i^* = 60, 180, 270$ и $510'$. При случайном выборе β^* спектр, заведомо имеющий максимум (рис. 1б), может «выродиться» в экспоненту. Восстановленные ординаты такого спектра могут отличаться от своих истинных значений в несколько раз.

Причины такой сильной изменчивости и «вырождения» спектра при произвольном выборе конечного предела β^* становятся очевидными из анализа рис. 2б, где показано изменение ординат $f(\rho_j, \beta_i)$ для $\rho_j = 20, 40, 50, 70$ и 110 с увеличением β_i от 0 до $510'$. Рисунок 2б является наглядной иллюстрацией применения формулы (13) и асимптотических оценок реальной величины β^* по формулам (9) — (12) и по $\beta_i^3 \Phi^*(\beta_i)$. Чтобы нагляднее представить влияние исходной оптической информации на характер процессов установления осциллирующей функции $f(\rho_j, \beta_i)$ на том же рис. 2б кривые $f(\rho_j, \beta_i)$ совмещены с кривой $\frac{d}{d\beta} \{\beta_i^3 \Phi^*(\beta_i)\}$.

Для количественной оценки искажения ординат спектра частиц при произвольном выборе β^* (или при ошибках выбора β^* , обусловленных некачественной оптической информацией) были вычислены функция соответствия $\Delta\zeta$ и относительная погрешность ξ в определении ординат спектра:

$$\Delta\zeta = f(\rho_j, \beta^*) - f(\rho_j, \beta_i^*), \quad (14)$$

$$\xi = \frac{\Delta\zeta}{f(\rho_m, \beta^*)} = \frac{f(\rho_j, \beta^*) - f(\rho_j, \beta_i^*)}{f(\rho_m, \beta^*)}, \quad (15)$$

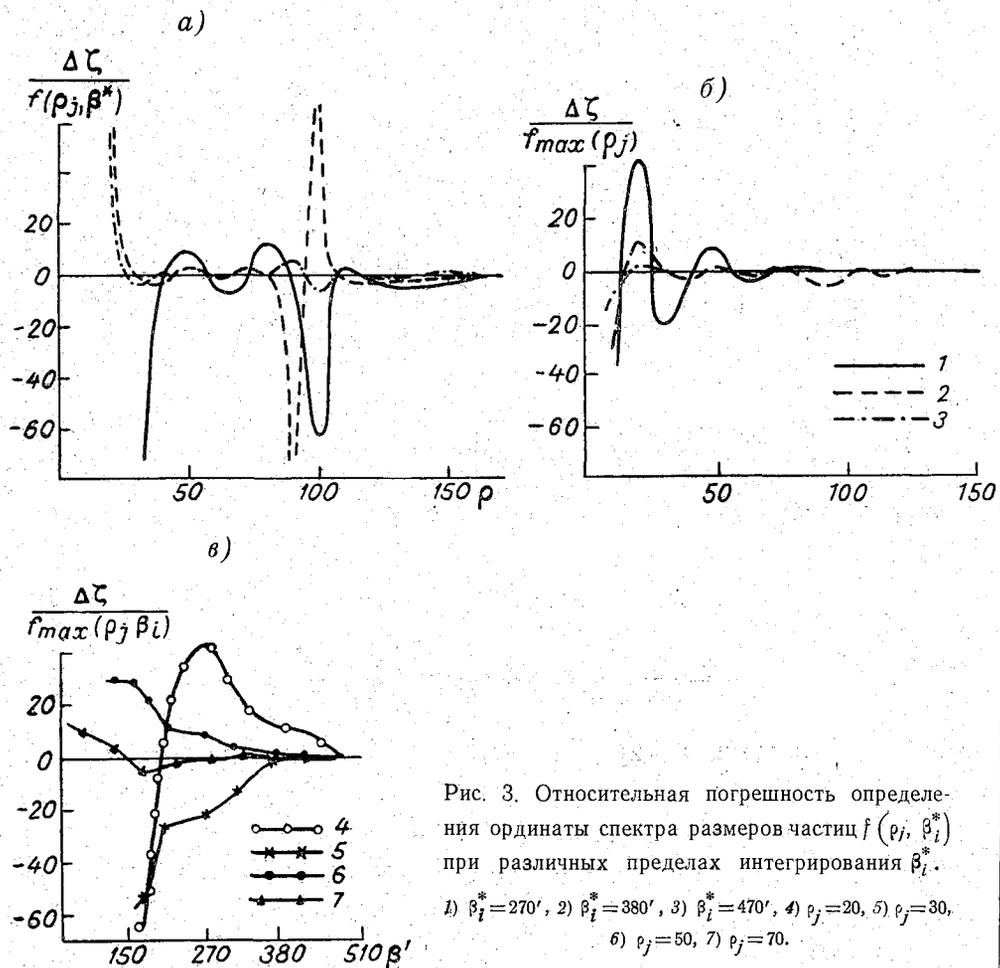
где ρ_m — модальный радиус, а $f(\rho_m, \beta^*)$ — максимальная ордината спектра, т. е. $f_{\max}(\rho)$.

На рис. 3а представлена зависимость величины $\frac{\Delta\zeta}{f(\rho_j, \beta^*)}$ от аргумента ρ_j при $\beta_i^* = 270, 380$ и $470'$; на рис. 3б, в — зависимость величины ξ от аргументов ρ_j и β_i при $\beta_i^* = 270, 380, 470'$ и $\rho_j = 20, 30, 50$ и 70 соответственно.

Из рис. 2, 3 видно, что осцилляции $f(\rho_j, \beta_i)$ и ξ наиболее сильно выражены при малых значениях аргумента ρ_j , что затухание этих осцилляций с увеличением β_i медленнее всего происходит при малых ρ_j и что при неправильном выборе β^* может произойти вырождение спектра $f(\rho)$ из-за недобора или, наоборот, включения в (1) и (13) заведомо искаженной оптической информации.

Уже при использовании одного периода производной $\frac{d}{d\beta} \{\beta^3 \Phi^*(\beta)\}$ для нашей модели получается спектр, хорошо совпадающий с эталоном, для $\rho = 20 \div 30$ ошибка не превышает 40%, а для $\rho > 30$ она уже меньше 10% (см. [1]). С другой стороны, продвижение в область углов $\beta_i > 510'$ не улучшает спектр $f(\rho_j, 510')$, так как оптическая информация здесь недостоверна из-за шумов фотометра (рис. 1а).

В заключение отметим, что изменчивость функций $\Phi^*(\beta_i)$, $\beta_i^3 \Phi^*(\beta_i)$, $\frac{d}{d\beta} \{\beta_i^3 \Phi^*(\beta_i)\}$, $\Delta \zeta$, ξ в зависимости от аргументов ρ_j и β_i , полученную для нашей модели (рис. 1—3 и табл. 1), можно считать характерной для всех аэрозольных систем, обладающих одновышинными спектрами частиц и удовлетворяющих основным ограничениям метода малых углов. В частности, это относится к крупнокапельным облакам и туманам.



Расчетной схемой метода малых углов при исследованиях атмосферных процессов типа дымка \rightarrow туман и туман \rightarrow дымка следует пользоваться с осторожностью, так как частицы с $a < 2$ мкм ($\lambda \sim 0,4 \div 0,5$ мкм) ею не разрешаются.

Максимальная относительная погрешность восстановления ординаты спектра частиц методом малых углов составляет около 5—10% вблизи максимума кривой распределения и увеличивается до 25—40% у основания этой кривой.

Указанные результаты могут быть получены, если точность фотометрирования составляет 1—10% (сюда входит точность измерения световых потоков и точность определения координаты β). Эти требования к исходной оптической информации можно считать умеренными.

В расчетной схеме метода малых углов имеют место погрешности, связанные с заменой интеграла (1) квадратурными формулами и с асимптотической оценкой поведения функции $\beta^3\Phi^*(\beta)$ при определении угла β^* .

При соблюдении ряда простых правил интегрирования, перечисленных выше и в [1], [3]—[8], эти погрешности можно уменьшить до пренебрежимо малых величин. Тот же эффект может быть получен и при обращении исходной оптической информации по формулам, исключаящим ее дифференцирование по β .

Воспроизводимость осредненных структурных характеристик полидисперсной модели a_1 — a_5 , N и других можно считать хорошей. Однако точность определения полного числа частиц зависит от точности измерения световых потоков Φ_0^* и $\Phi^*(0)$ и, следовательно, τ . При восстановлении численных спектров частиц на эту процедуру следует обратить особое внимание, так как точность измерения Φ_0^* , $\Phi^*(0)$ и τ определяется геометрическими характеристиками малоугольного фотометра.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ш и ф р и н К. С., К о л м а к о в И. Б. Влияние амплитудных погрешностей измерения оптической информации на точность вычисления спектра частиц методом малых углов. Труды ГГО, вып. 203, 1967.
2. Ш и ф р и н К. С., Г о л и к о в В. И. Устройство для определения распределения частиц полидисперсных сред. Авторское свидетельство, № 125399, 1959. Бюлл. изобретений, № 1, 1960.
3. Ш и ф р и н К. С., Г о л и к о в В. И. Определение спектра капель методом малых углов. Сб. «Исследование облаков, осадков и грозowego электричества». Изд. АН СССР, 1961.
4. Г о л и к о в В. И. Установка для измерения спектра размеров сферических частиц и капель туманов. Труды ГГО, вып. 109, 1961.
5. Г о л и к о в В. И. Исследование оптического метода малых углов и прибор для измерений микроструктуры крупнокапельных облаков и туманов. Автореферат диссертации. ГГО, 1965.
6. Ш и ф р и н К. С. Существенная область углов рассеяния при измерении распределения частиц по размерам методом малых углов. Изв. АН СССР, сер. физика атмосферы и океана, № 9, 1966.
7. Г о л и к о в В. И. Усовершенствование прибора для измерения микроструктуры методом малых углов. Труды ГГО, вып. 170, 1965.
8. Ш и ф р и н К. С., Г о л и к о в В. И. Измерения микроструктуры методом малых углов. Труды ГГО, вып. 152, 1964.

О ХАРАКТЕРИСТИКАХ ОРЕОЛЬНОГО ФОТОМЕТРА В. Г. ФЕСЕНКОВА

§ 1. Конструкция ореольного фотометра

Для наблюдений над спектральной прозрачностью атмосферы методом относительного ореола и долгим методом Бугера в 1964—1966 гг. в Главной геофизической обсерватории была изготовлена партия ореольных фотометров В. Г. Фесенкова.

Ореольный фотометр с постоянным (фиксированным) углом зрения, с селеновым фотоэлементом и сменными стеклянными светофильтрами был разработан В. Г. Фесенковым еще в 30-е годы [1]. Описание прибора приведено в монографиях Е. В. Пясковской-Фесенковой [2] и Г. Ш. Лившица [3].

Общий вид фотометра, изготовленного в ГГО, показан на рис. 1.

Прибор состоит из трубы 1 длиной около 500 мм с внутренними диафрагмами, ограничивающими поле зрения, из двух затемняющих дисков, которые при наблюдениях околосолнечного ореола могут быть расположены в центре второй и четвертой (по ходу лучей солнца) диафрагм. Приемником служит селеновый фотоэлемент, помещенный в специальную обойму 2, укрепленную на задней съемной стенке 3 трубы фотометра 1.

В новой модели прибора использован малогабаритный фотоэлемент СФ с диаметром приемной поверхности 10 мм.

Затемняющие Солнце непрозрачные дисковые экраны тонкими поперечными стержнями скреплены с продольной штангой переключателя «Солнце—ореол». Ось этого переключателя смещена к внутренней поверхности трубы фотометра. Штанга переключателя выходит наружу через заднюю стенку 3 и снабжена рукояткой 4 с фиксатором. На той же штанге жестко укреплен латунный сектор с нейтральным светофильтром и сквозным отверстием.

Ручка переключателя 4 может быть установлена в три положения: 1) верхнее, соответствующее наблюдениям полного потока солнечной радиации, когда перед фотоэлементом вводится нейтральный фильтр; 2) среднее, соответствующее нулевому отсчету прибора, когда фотоэлемент затемняется латунным сектором от прямых лучей Солнца, и 3) нижнее, соответствующее наблюдениям околосолнечной радиации, когда затемняющие Солнце диски устанавливаются в центре отверстий второй и четвертой диафрагм, а напротив фотоэлемента — сквозное отверстие латунного сектора.

В качестве нейтрального светофильтра использовано стекло НС-9 и НС-10 с пропусканием 4 или 1,5% (для разных приборов). Диаметр стекол 12,5 и 16 мм.

Затемняющие Солнце экраны скреплены со штангой переключателя зажимами клеммного типа. Для регулировки длины стержней этих экранов и для центровки дисков по отверстиям диафрагм в трубе 1 предусмотрены отверстия, закрытые съемными накладками 5 и 6. После регулировки зажимы дисков и стержней должны быть залиты краской для устранения произвольного смещения в процессе эксплуатации прибора.

Диск, непосредственно затемняющий фотоэлемент, затемняется вторым диском, имеющим больший диаметр (стоит во второй диафрагме). Применение двух дисков и наличие внутренних диафрагм в трубе 1 резко снижают паразитный свет за счет дифракции

и отражений от внутренней поверхности трубы фотометра. С этой же целью труба изнутри вычернена матовым оптическим лаком (см. [2]).

С помощью второго переключателя 7 перед фотоэлементом могут быть установлены светофильтры, которые заключены в специальную обойму, выполненную в виде латунного сектора с отверстиями диаметром 11,5 мм для стекол фильтров. Сектор имеет полую ручку, соосную со штангой переключателя 4. Переключатель 7 устанавливается в четыре положения: верхнее — без фильтра и далее по направлению вниз: синий, зеленый и красный фильтры: оптическое стекло СС-4, ЗС-2 и КС-10 толщиной 2, 1 и 2 мм соответственно.

Непосредственно перед фильтрами в 1967 г. в Астрофизическом институте АН КазССР была установлена действующая диафрагма с диаметром отверстия 8 мм.

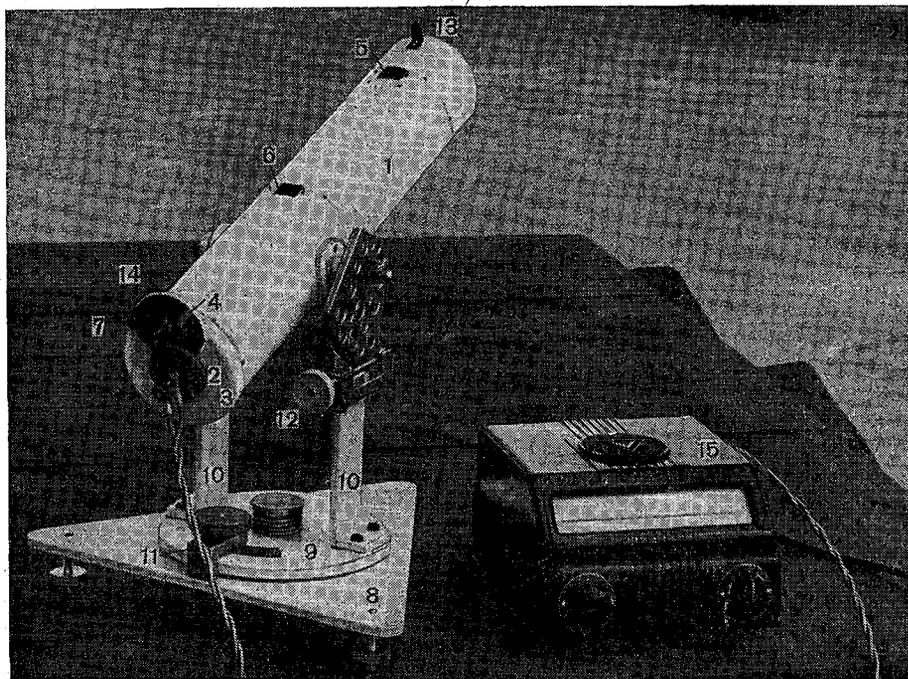


Рис. 1. Общий вид ореольного фотометра В. Г. Фесенкова, модель ГГО.

Труба фотометра укреплена на поворотном устройстве, состоящем из опорной плиты 8 и вращающегося диска 9 со стойками 10. Прибор наводится на Солнце азимутальным корректором 11 и кремальерой 12 с помощью целика 13 и экрана 14. В целике установлена длиннофокусная линза.

В качестве гальванометра использован М-195/2 со световым указателем шкалы и ценой деления 10^{-9} , 10^{-8} и 10^{-7} а/мм, с критическим сопротивлением около 150 омов и периодом свободных колебаний подвесной системы около 3 сек. Начальный отсчет гальванометра 15 устанавливается с помощью корректора на левое деление -70 или -60 , а шкалу заменяют новой: $0-140$ или $0-130$. Гальванометр рекомендуется установить в специальной затемняющей шахте, облегчающей наблюдения за световым указателем шкалы в условиях освещения прибора прямым солнечным светом.

С левой стороны трубы 1 имеется фланец для ввинчивания ртутного термометра, измеряющего температуру фотоэлемента.

Световая градуировка фотометра и методика наблюдений с ним достаточно полно изложены в [1]—[3].

§ 2. К теории ореольного фотометра

Рассмотрим угловые характеристики и энергетические соотношения для ореольного фотометра, имеющего фиксированные размеры диафрагм и экранов.

Основное применение фотометра — измерение относительного спектрального ореола [1], [2]:

$$\frac{J_n}{J_\odot} = \mu_1 m, \quad (1)$$

где J_n , J_\odot — потоки радиации, принимаемые от кольцевой зоны неба и от Солнца — в полном угле раскрытия диафрагм прибора в спектральном интервале (λ_1, λ_2) ; μ_1 — коэффициент рассеяния света атмосферой под некоторым углом $\beta_{\text{эф}}$, определяемым апертурой фотометра; m — атмосферная масса (по Бемпораду).

На практике для определения J_n и J_\odot пользуются соотношениями:

$$J_n = B_n \psi_n = (n_n - n_0) \alpha k \frac{1}{\tau_\phi} \psi_n, \quad (2)$$

$$J_\odot = B_\odot \psi_\odot = (n_\odot - n_0) \alpha k \frac{1}{\tau_\phi} \psi_\odot, \quad (3)$$

где B_n , B_\odot — яркости неба и Солнца в момент измерений; α — переводной множитель пары «фотометр — гальванометр» (цена деления шкалы гальванометра в световых или энергетических единицах); n_n , n_\odot — отсчеты по гальванометру при измерениях радиации от ореола и Солнца соответственно; n_0 — нуль-пункт гальванометра при закрытой трубе фотометра; k — поправочный множитель, учитывающий зависимость чувствительности фотоэлемента от температуры; τ — пропускание нейтрального светофильтра в относительных единицах; τ_ϕ — пропускание цветного светофильтра в относительных единицах.

Отношение $\frac{\psi_n}{\psi_\odot}$ дает возможность учесть изменение апертурного угла фотометра при последовательных измерениях радиации Солнца и неба [4], [5].

Приемник ореольного фотометра не является точечным, а источник радиации (Солнце и небо) — равномерно ярким. Поэтому угловые характеристики прибора следует рассмотреть более подробно, воспользовавшись общеизвестной методикой расчета оптических систем [6], [7], развитой в работах Линке, Ульмитца [8] и Босси, Пастелья [9] применительно к актинометрам.

Исходными данными для расчета геометрии нормализованного актинометра по методике [6]—[9] служат три основных линейных размера: длина трубы фотометра l (расстояние между наружной действующей диафрагмой и приемником), радиус наибольшей действующей диафрагмы R и радиус приемника r .

Затеняющий диск ореольного фотометра следует рассматривать как частный случай диафрагмы, а зону неба, им затеняемую, нужно вычитать из общей зоны Солнца и неба, вырезаемой диафрагмами фотометра (рис. 2).

Так как угол раскрытия диафрагм фотометра не превышает 10° , то $\text{tg } \beta \approx \beta$, и, согласно рис. 2, для характеристических углов фотометра имеем:

$$\beta_0 = \frac{R}{l}, \quad (4)$$

β_0 — угол отверстия (центральный угол) фотометра;

$$\beta_1 = \frac{R-r}{l}, \quad (5)$$

β_1 — угол конуса, образующего диафрагмы фотометра;

$$\beta_2 = \frac{R+r}{l}, \quad (6)$$

β_2 — угол выхода с полутенью (предельный угол фотометра).

Обычно указываемый в литературе апертурный угол равен $2\beta_0$.

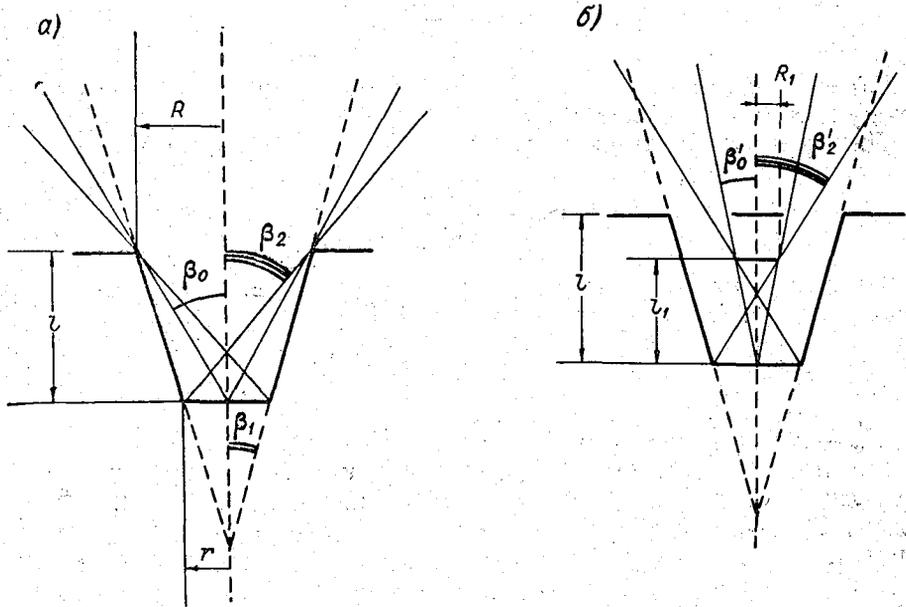


Рис. 2. Схема диафрагм и приемника ореольного фотометра при измерениях радиации Солнца (а) и при измерениях ореола (б).

Положим, что источником радиации является равномерно яркая сфера. Тогда доля сферической поверхности, вырезаемая диафрагмами, будет

$$\Psi = \frac{J}{J_{4\pi}} = \frac{\text{энергия, принятая диафрагмами фотометра}}{\text{энергия от всей равномерно светящейся сферы}}, \quad (7)$$

или, по закону Ламберта:

$$\Psi = \frac{J}{2\pi E s}, \quad (8)$$

где E — светимость равномерно яркой сферы, s — площадь сферы, Ψ — коэффициент диафрагмирования.

Из чисто геометрических соотношений тот же коэффициент

$$\Psi \approx \frac{R^2 l^2}{(R^2 + l^2)(r^2 + l^2)}. \quad (9)$$

По рис. 2 б, где схема ореольного фотометра показана в положении для наблюдений ореола (затеняющий диск находится в центре

диафрагм), можно рассчитать угловые размеры затеняющего диска и вырезаемой им зоны неба:

$$\beta_0' = \frac{R_1}{l_1}, \quad (10)$$

$$\beta_1' = \frac{R_1 - r}{l_1}, \quad (11)$$

$$\beta_2' = \frac{R_1 + r}{l_1}, \quad (12)$$

где R_1 — радиус диска, экранирующего фотозаэлемент, l_1 — расстояние между диском и фотозаэлементом.

Дисковый экран затеняет долю равномерно яркой сферы

$$\Psi_1 \approx \frac{R_1^2 l_1^2}{(R_1^2 + l_1^2)(r^2 + l_1^2)}, \quad (13)$$

Кольцевая зона ореольного фотометра определяется разностью коэффициентов диафрагмирования Ψ и Ψ_1 :

$$\Delta\Psi = \Psi - \Psi_1 = \frac{J_\odot - J_\odot'}{2\pi E s}, \quad (14)$$

где J_\odot' — поток радиации, экранируемый дисковым экраном.

Соотношения (2), (3) и (7) — (14) характеризуют ореольный фотометр лишь относительно источника радиации в виде равномерно яркой сферы. Реальные источники — небо и Солнце — не являются однородными. Поэтому при расчетах полного количества энергии, поступающей в прибор, нужно перейти к интегральным соотношениям и учесть действие зоны полутени: виньетирование источника радиации краями диафрагм и дисков.

Полный поток радиации, принятый прибором от Солнца и ореола, равен

$$J_\odot = J_{\beta_1} + J_{\beta_1, \beta_2}, \quad (15)$$

где J_{β_1} — поток в зоне полного облучения фотозаэлемента, J_{β_1, β_2} — поток в зоне полутени.

Или, пользуясь интегральными соотношениями, вместо (15) получим

$$J_\odot = \pi r^2 \left[\int_0^{\beta_1'} \int_0^{2\pi} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \gamma(\lambda) E(\beta, \varphi, \lambda) F(\beta, h) \sin \beta \cos \beta d\beta d\varphi d\lambda + \right. \\ \left. + \int_{\beta_1}^{\beta_2} \int_0^{2\pi} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \gamma(\lambda) E(\beta, \varphi, \lambda) F(\beta, h) \sin \beta \cos \beta d\beta d\varphi d\lambda \right], \quad (16)$$

где $E(\beta, \varphi, \lambda)$ — распределение энергии по диску Солнца и в ореоле, рассчитанное по аналитическим формулам или измеренное в реальной атмосфере; φ — азимутальная координата для случая несимметричного ореола; λ — длина волны; $\gamma(\lambda)$ — относительная спектральная чувствительность приемника, определяемая спектральной чувствительностью фотозаэлемента и спектральным пропусканием фильтров; $F(\beta, h)$ — геометрический коэффициент виньетирования (полутени); h — коэффициент,

учитывающий кратность удаления источника радиации L по отношению к длине трубки фотометра l ,

$$L = hl. \quad (17)$$

Для астрономических измерений (рассматриваемый нами случай) $L \rightarrow \infty$ и $h \rightarrow \infty$, а тогда $F(\beta, h) \rightarrow F(\beta, \infty)$.

Для упрощения формул предположим следующее: 1) ореол симметричный, $E(\varphi) = \text{const}$; 2) $\lambda = \lambda_{\text{эфф}}$ и 3) $\gamma(\lambda) = \gamma(\lambda_{\text{эфф}})$.

Тогда вместо (16) имеем

$$J_{\odot} = 2\pi^2 r^2 \gamma(\lambda) \left[\int_0^{\beta_1} E(\beta) F(\beta, \infty) \sin \beta \cos \beta d\beta + \int_{\beta_1}^{\beta_2} E(\beta) F(\beta, \infty) \sin \beta \cos \beta d\beta \right]. \quad (18)$$

Эти упрощения не нарушат общности дальнейших рассуждений и выводов.

В общем случае коэффициент полутени (коэффициент виньетирования) выражает долю площади приемника, видимую из элемента с координатами (β, φ) зоны полутени, расположенной на источнике.

Обратимся к рис. 3, на котором показана проекция наружной диафрагмы с радиусом R на приемник с радиусом r . Вообще говоря, при больших расстояниях L радиус этой проекции

$$R_h = R \left(1 + \frac{1}{h} \right). \quad (19)$$

Тогда расстояние между центрами указанной проекции и приемника будет

$$D_{\beta, h} = l \left(1 + \frac{1}{h} \right) \text{tg } \beta. \quad (20)$$

В интересующем нас случае $h = \infty$ и $\beta \rightarrow 0$, а поэтому $R_h \approx R$ и $D_{\beta, h} \approx l\beta$.

Согласно рис. 3 и данному выше определению для коэффициента полутени $F(\beta, \infty)$, запишем

$$F(\beta, \infty) = \frac{s_{\beta, \infty}}{s_r} = \frac{R^2 (\lambda - \sin \lambda) + r^2 (\mu - \sin \mu)}{2\pi r^2}, \quad (21)$$

где $s_{\beta, \infty}$ — общая площадь сегментов, заштрихованных на рис. 3, s_r — площадь приемника,

$$\cos \frac{\lambda}{2} \approx \frac{l\beta}{2R} + \frac{R^2 - r^2}{2Rl\beta}, \quad (22)$$

$$\cos \frac{\mu}{2} \approx \frac{l\beta}{2r} + \frac{R^2 - r^2}{2rl\beta}, \quad (23)$$

а знак приближенного равенства относится к случаю малоуглового приближения $\beta \rightarrow 0$ и астрономических измерений $h = \infty$.

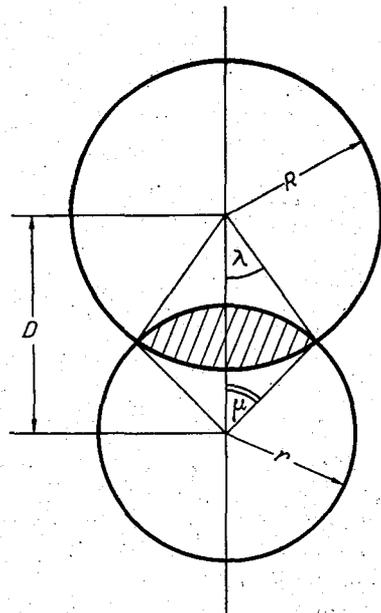


Рис. 3. К вычислению коэффициента виньетирования (полутени).

Пользуясь известной тригонометрической формулой $2 \sin \beta \cos \beta = \sin 2\beta$, для полного потока радиации в фотометре, получим из (18) следующее выражение:

$$J_{\odot} = \pi^2 r^2 \bar{\gamma}(\lambda) \left[\int_0^{\beta_1} E(\beta) F(\beta, \infty) \sin 2\beta d\beta + \int_{\beta_1}^{\beta_2} E(\beta) F(\beta, \infty) \sin 2\beta d\beta \right] = \\ = \pi^2 r^2 \bar{\gamma}(\lambda) \int_0^{\beta_2} E(\beta) F(\beta, \infty) \sin 2\beta d\beta. \quad (24)$$

При наблюдениях ореола дисковый экран затеняет поток

$$J'_{\odot} = \pi^2 r^2 \bar{\gamma}(\lambda) \int_0^{\beta'_2} E(\beta) F'(\beta, \infty) \sin 2\beta d\beta. \quad (25)$$

От кольцевой зоны неба, вырезаемой диском и действующими диафрагмами фотометра, на фотоэлемент поступает поток

$$J_{\text{н}} = J_{\odot} - J'_{\odot}. \quad (26)$$

Тот же поток определяется интегралом

$$J_{\text{н}} = \pi^2 r^2 \bar{\gamma}(\lambda) \int_{\beta_1}^{\beta_2} E(\beta) \Delta F(\beta, \infty) \sin 2\beta d\beta, \quad (27)$$

где

$$\Delta F(\beta, \infty) = F(\beta, \infty) - F'(\beta, \infty). \quad (28)$$

Формулы (4) — (28), помимо угловых характеристик и энергетического баланса ореольного фотометра, позволяют вычислить и эффективный угол кольцевой зоны неба $\beta_{\text{эф}}$.

Вообще говоря, при симметричной «полосе пропускания» $\Delta F(\beta, \infty)$ кольцевой зоны за $\beta_{\text{эф}}$ следовало бы принять угол β , соответствующий максимуму $\Delta F_{\text{max}}(\beta, \infty)$, т. е. модальное значение $\beta_{\text{мод}}$. Однако в реальных приборах условие симметричности $\Delta F(\beta, \infty)$ не всегда выполняется.

Поэтому за $\beta_{\text{эф}}$ примем среднее значение угла $\beta_{\text{ср}}$, определяемое в интервале углов (β'_1, β_2) , ограничивающих кольцевую зону:

$$\beta_{\text{эф}} = \frac{\int_{\beta_1}^{\beta_2} \Delta F_i(\beta, \infty) \beta_i d\beta}{\int_{\beta_1}^{\beta_2} \Delta F_i(\beta, \infty) d\beta}. \quad (29)$$

В ряде случаев кольцевую зону фотометра достаточно охарактеризовать угловой шириной, определяемой по кривой $\Delta F(\beta, \infty)$ на уровне 0,5 от ее максимальной ординаты:

$$\Delta\beta_{0,5\Delta F} = |\beta_{0,5\Delta F}'' - \beta_{0,5\Delta F}'|. \quad (30)$$

Рассмотрим некоторые результаты расчетов, проведенных в лаборатории актинометрии ГГО в 1965—1967 гг. для фотометра, описанного в § 1: для старой модели прибора, новой модели ГГО и той же модели, исправленной в Астрофизическом институте АН Казахской ССР.

§ 3. Геометрические характеристики ореольного фотометра старой и новой моделей

В табл. 1 представлены основные линейные размеры R , r , l , R' и l' . Данные по старой модели фотометра были сообщены нам сотрудниками Астрофизического института АН КазССР П. Н. Бойко и В. Е. Павловым.

Таблица 1

Основные геометрические размеры ореольного фотометра

Модель фотометра	Линейные размеры, мм				
	R	r	l	R'	l'
Старая модель	27,8	4,9	518,3	8,75	253,3
Модель 1965—1966 гг.	27,75	5,0	419,0	8,75	204,0
Модель 1966—1967 гг.	22,5	4,0	403,0	8,75	188,0
Модель 1966—1967 гг. (основные размеры)	22,5	5,0	418,9	8,75	204,0

В модели 1966—1967 гг., исправленной в АФИ, перед светофильтрами и фотоэлементом (на расстоянии 25 мм от заднего края трубы) установлена действующая диафрагма с диаметром отверстия 8 мм. Диаметр входной диафрагмы (второй от переднего конца трубы) был уменьшен до 45 мм. Это было вызвано необходимостью исправить ошибки, возникшие при копировании размеров модели 30—40-х годов, и приблизить угловые характеристики модели 1965—1966 гг. к характеристикам старой модели.

Присутствие новой действующей диафрагмы с диаметром 8 мм, играющей здесь роль эффективного приемника, заставляет при расчетах углов модели 1966—1967 гг. пользоваться вместо основных линейных размеров r , l и l' (4-я строка табл. 1) размерами: $r^* = 4,0$ мм — радиус новой диафрагмы; $l^* = 403,0$ мм — расстояние между диафрагмами с $R = 22,5$ мм и $r^* = 4,0$ мм; $l'^* = 188,0$ мм — расстояние между диафрагмой с $r^* = 4,0$ мм и экранирующим диском с $R' = 8,75$ мм (3-я строка табл. 1).

Для определения центрального угла β_0 было взято расстояние от действительного приемника (фотоэлемента) до диафрагмы с $R = 22,5$ мм.

В табл. 2 даны характеристические углы и коэффициенты диафрагмирования Ψ , рассчитанные по формулам (4)—(14) и (29), (30) с учетом замечаний, сделанных относительно модели фотометра 1966—1967 гг. (3-я и 4-я строки табл. 1). В табл. 3 приведены угловые характеристики кольцевой зоны фотометра старой и новой моделей.

На рис. 4 приведены коэффициенты полутени (виньетирования) $F(\beta, \infty)$, $F'(\beta, \infty)$ и $\Delta F(\beta, \infty)$.

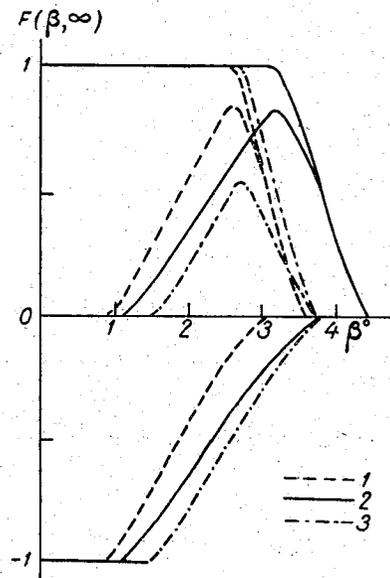


Рис. 4. Коэффициенты $F(\beta, \infty)$, $F'(\beta, \infty)$ и $\Delta F(\beta, \infty)$.

1 — старая модель фотометра; 2 — модель ГГО 1965—1966 гг.; 3 — модель 1966—1967 гг., исправленная в АФИ АН КазССР.

Из табл. 1—3 и рис. 4 видно, что установка двух диафрагм в модель 1965—1966 гг. приблизила угловые характеристики фотометра к характеристикам старой модели. Однако характеристики экранирующего диска в модели 1966—1967 гг. все же остались более близкими к характеристикам дисков модели 1965—1966 гг. Те же замечания справедливы и в отношении величин $\Delta\Psi$ и Ψ_1, Ψ .

Эффективные углы кольцевой зоны $\beta_{\text{эф}}$ равны $2^\circ 23'$, $2^\circ 56'$ и $2^\circ 28'$ соответственно для старой модели, модели 1965—1966 гг. и модели 1966—1967 гг.

Таблица 2

Угловые характеристики ореольного фотометра

Объект	Углы и характеристики	Старая модель	Модель 1965—1966 гг.	Модель 1966—1967 гг.
Диафрагмы	β_0	$3^\circ 04'$	$3^\circ 48'$	$3^\circ 12'$
	β_1	$2^\circ 32'$	$3^\circ 07'$	$2^\circ 38'$
	β_2	$3^\circ 37'$	$4^\circ 29'$	$3^\circ 46'$
	Ψ	0,001434	0,002183	0,001554
Дисковый экран	β'_0	$1^\circ 59'$	$2^\circ 27'$	$2^\circ 27'$
	β'_1	$0^\circ 52'$	$1^\circ 03'$	$1^\circ 27'$
	β'_2	$3^\circ 05'$	$3^\circ 52'$	$3^\circ 53'$
	Ψ_1	0,000596	0,000918	0,001080

Таблица 3

Кольцевая зона ореола, вырезаемая диафрагмами и экранирующими дисками ореольного фотометра

Углы и характеристики	Старая модель	Модель 1965—1966 гг.	Модель 1966—1967 гг.
$\beta_{\text{мод}}$	$2^\circ 35'$	$3^\circ 09'$	$2^\circ 42'$
$\beta_{\text{эф}}$	$2^\circ 23'$	$2^\circ 56'$	$2^\circ 28'$
$\beta_{0,5\Delta F}$	$1^\circ 46'$	$2^\circ 07'$	$2^\circ 07'$
$\beta''_{0,5\Delta F}$	$3^\circ 07'$	$3^\circ 52'$	$3^\circ 13'$
$ \Delta\beta _{0,5\Delta F}$	$1^\circ 21'$	$1^\circ 45'$	$1^\circ 06'$
$\Delta\Psi$	0,000838	0,001265	0,000474

Можно сравнить с этими величинами данные, полученные Е. В. Пясковской-Фесенковой [4] и Т. П. Тороповой и А. Я. Тейфель [5]: $\Psi = 0,00188$ и $\beta_{\text{эф}} = 2^\circ 12'$.

Полоса пропускания кольцевой зоны $\Delta F(\beta, \infty)$ лишь для модели 1966—1967 гг. может приближенно считаться симметричной.

Для всех трех моделей прибора $\Delta F < 1$, т. е. прибор сильно задиафрагмирован. Причина этого явления в том, что экранирующий диск сильно утоплен в конус диафрагм фотометра. В модели 1966—1967 гг.

имеет место даже неравенство $\beta'_2 > \beta_2$. При построении графиков рис. 4 этот факт пришлось учесть, специально положив предельный угол диска равным предельному углу диафрагм $\beta'_2 = \beta_2$, так как отрицательная величина $\Delta F(\beta, \infty)$ не имеет физического смысла.

При измерениях относительного ореола или при использовании методов оценки нестабильности атмосферы, предложенных в [1]—[3], такое диафрагмирование, по-видимому, не изменит окончательного результата наблюдений. Однако если потребуется знать абсолютную величину потока радиации или характеристик рассеяния, то нужно учесть, что $\Delta F < 1$ (см. формулы для определения потоков радиации J_\odot и J_n).

Чтобы максимум полосы пропускания системы диафрагм и дисков фотометра был равен 1, необходимо удовлетворить очевидное условие: $\beta'_2 \leq \beta_1$, которое во всех рассмотренных моделях не выполнено.

Излишнее диафрагмирование кольцевой зоны может быть одной из причин увеличения паразитных отражений в трубе фотометра.

Обычные меры для снижения этих отражений — чернение внутренней поверхности трубы и диафрагм матовым лаком, заострение краев диафрагм и освобождение их от краски и т. д. — часто не приводят к желаемому результату. Из-за остаточных отражений потоки радиации, измеренные от Солнца J_\odot^* и от ореола J_n^* , могут отличаться от действительных J_\odot и J_n , действующих в момент измерений.

Следуя методике, предложенной В. Г. Фесенковым [2], можно оценить величину паразитного потока. Известно, что для оптически устойчивой атмосферы относительный ореол $\frac{J_n}{J_\odot}$ в функции массы атмосферы m представляется прямой линией, проходящей через начало координат в точке $m=0$, так как ореол вне атмосферы отсутствует. Если даже в идеальных условиях в трубе фотометра присутствует паразитный свет, то

$$\frac{J_n^*}{J_\odot^*} = \frac{J_n}{J_\odot} + a, \quad (31)$$

где a — постоянная фотометра, определяемая из наблюдений относительного ореола за долгий промежуток времени в дни с высокой устойчивостью атмосферы.

§ 4. Возможности использования ореольного фотометра (актинометра) с постоянной апертурой в актинометрии и атмосферной оптике

С помощью ореольного фотометра можно определять следующие величины: потоки радиации от ореола и Солнца, коэффициент прозрачности атмосферы, относительную толщину атмосферы, относительный ореол, коэффициент рассеяния в некотором угле $\beta_{эф}$, оптические толщины газовых компонент атмосферы и т. д.

Для оценки стабильности оптических свойств атмосферы величины J_\odot , J_n , $\lg J_\odot$, $\frac{J_n}{J_\odot}$, $\frac{J_n}{J_\odot m}$, $\lg \frac{J_n}{m}$, получаемые из ореольных наблюдений, откладываются на графиках в зависимости от массы атмосферы m [2], [3].

График $\lg J_\odot$ дает известную бугеровскую прямую, тангенс угла наклона которой равен логарифму коэффициента прозрачности атмосферы.

Графики $\frac{J_n}{J_\odot}$ и $\frac{J_n}{J_\odot m}$ для оптически устойчивой атмосферы имеют вид прямых, первая из которых проходит через начало координат (см. § 3), а вторая — параллельно оси абсцисс.

При изменениях аэрозольного фона точки отдаляются от этих прямых. Е. В. Пясковской-Фесенковой предложен метод определения прозрачности по максимуму яркости ореола.

Наконец, график $\lg \frac{J_n}{m}$, используемый совместно с прямой $\lg J_\odot$ [3], дает возможность учитывать постепенные (плавные) изменения коэффициента прозрачности, обычно незаметные по бугеровской прямой из-за ограниченной чувствительности метода Бугера.

Примером практического использования перечисленных методов может служить работа Г. Ф. Ситника [10], где учитывалось состояние аэрозольного фона при наземных абсолютных измерениях энергии в солнечном спектре. Внеатмосферные значения яркости солнечного диска получались по спектральным бугеровским прямым, экстраполируемым на $m=0$. Считая, что 10%-ные колебания коэффициента μ не вызывают заметного изменения прозрачности (коэффициент прозрачности атмосферы для $\beta_{эф}=3^\circ$ изменяется не более чем на 1%), и пользуясь графиками $\frac{J_n}{J_\odot m}$, Г. Ф. Ситник внес поправки в кривые распределения энергии в солнечном спектре.

Начиная с исследований Н. Н. Калитина [11] в практике актинометрии применяются различные ореольные актинометры.

Подбирая соответствующие апертурные углы, можно использовать ореольные актинометры для контроля за стабильностью атмосферы при наблюдениях интегральной радиации Солнца актинометрами различных типов и при сличении переводных множителей актинометров и пиргелиометров. Как и в случае [10], здесь возможен объективный анализ качества экспериментальных данных и отбраковка сомнительных рядов наблюдений.

Так, например, в [12] влияние околосолнечной радиации на результаты пиргелиометрических измерений оценивается лишь по некоторому осредненному параметру, связанному с mT (T — фактор мутности Линке). В то же время ореольные наблюдения позволяют учесть более быстрые и плавные изменения аэрозольного фона и более точно оценить действие околосолнечной радиации.

Обычный ореольный фотометр В. Г. Фесенкова может быть легко превращен в прибор, измеряющий оптические толщи газовых компонент атмосферы (озона, кислорода и др.) методом двух длин волн, из которых одна расположена в зоне активного поглощения исследуемой компоненты, а другая — вне ее. Такой фотометр обеспечивает не только измерение основной величины, но и непрерывный контроль над стабильностью аэрозольного фона и позволяет избавиться от сомнительных данных в рядах наблюдений.

Для этой цели в фотометре В. Г. Фесенкова необходимо заменить светофильтры и фотозлемент и привести его угловые характеристики в соответствие с подобными характеристиками стандартных приборов, если таковые уже существуют, например, ореольный фотометр и озонметр и т. п.

Так, для озонметрических целей могут быть использованы стеклянные ультрафиолетовые фильтры, интерференционные фильтры и фотоэлементы (фотоумножители) с окном из увиолевого стекла и с сурьмя-

но-цезиевым фотокатодом. В ГГО изготовлен макет такого прибора с фильтрами УФС-2, ЖС-3 и СЗС-9 на длины волн 3140 Å и 3690 Å, с фотоэлементом Ф-4 и усилителем постоянного тока от рентгеномера «Кактус».

Автор благодарит Ю. Д. Янишевского за обсуждение ряда результатов этой работы и Л. Т. Халезову за кропотливый труд по расчету отдельных характеристик ореольного фотометра.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фесенков В. Г. К вопросу об определении солнечной постоянной. *Астрономический журнал*, т. 10, вып. 3, 1933.
2. Пясковская-Фесенкова Е. В. Рассеяние света в атмосфере. Изд. АН СССР, 1957.
3. Лившиц Г. Ш. Рассеяние света в атмосфере. Труды Астрономического ин-та АН Казахской ССР, т. 6, 1965.
4. Пясковская-Фесенкова Е. В. Околосолнечные ореолы и индикатрисы рассеяния. *ДАН СССР*, т. 51, вып. 3, 1946.
5. Горопова Т. П., Тейфель А. Я. Зависимость околосолнечного ореола от длины волны и высоты места. Сб. «Актиметрия и атмосферная оптика», Изд-во «Наука», 1964.
6. Берек М. Основы практической оптики. ГТТИ, 1933.
7. Русинов М. М. Техническая оптика. Машгиз, 1961.
8. Linke F., Ulmitz E. Bedeutung des Öffnungsverhältnisses eines Aktinometers. *Strahlentherapie*, **39**, 351, 1931.
9. Bossy L., Pastiels R. Etude des propriétés fondamentales des actinomètres. *Institut royal météorologique de Belgique. Memoires*, vol. 29, Bruxelles, 1948.
10. Ситник Г. Ф. О наземных абсолютных измерениях энергии в солнечном спектре. *Астрономический журнал*, т. 42, № 5, 1965.
11. Калитин Н. Н. Новый метод изучения прозрачности атмосферы. *Журнал геофизики*, т. 3, вып. 2, 1933.
12. Янишевский Ю. Д. Некоторые результаты сравнений пиргелиметров СССР. Труды ВНМС, т. 6, Гидрометеиздат, 1963.

О РАДИАЦИИ, ВЫХОДЯЩЕЙ ИЗ МОРЯ

К общему потоку отраженной от поверхности моря прямой и рассеянной радиации Солнца присоединяется также радиация, выходящая из воды. Эта радиация возникает за счет обратного рассеяния на взвешенных в морской воде рассеивающих частицах вошедшего в воду потока солнечной радиации. Часть рассеянного света воды отразится от поверхности раздела вода — воздух и возвратится обратно, не выходя наружу. В мелководных водоемах выходящий свет может значительно усиливаться за счет отражения от дна водоема.

Наблюдения различных авторов [1, 2, 3, 6] показывают, что альbedo воды значительно изменяется при изменении ее мутности. При увеличении мутности воды альbedo увеличивается, а при уменьшении мутности альbedo уменьшается.

Нами исследовались альbedo морской поверхности, а также выходящая из моря радиация при различной степени мутности воды. Для таких исследований использовалось замутнение прибрежных вод моря после шторма на Черном море, в районе Карадага. Обычно после шторма здесь сильно замутняется прибрежная полоса воды шириной до 500 м. Степень мутности монотонно падает в направлении от берега.

Измерение альbedo моря производилось с лодки по описанной ранее методике [5]. Интенсивность радиации, выходящей из моря, измеряли также с лодки подводным пиранометром конструкции Янишевского [4], перевернутым приемной поверхностью книзу, погружая его в тонкий верхний слой воды. Подводный пиранометр использовался в паре с гальванометрами ГПЗ-47 и М-196/2. Прозрачность воды определялась по белому диску. Каждая серия наблюдений, состоящая из наблюдений в пяти точках, от сильно замутненной воды у берега до чистой в море, длилась около 25 минут. За это время интенсивность суммарной радиации менялась мало (0,04—0,07 кал/см² мин). Наблюдения производились при высотах Солнца больше 30°, при безоблачном небе и спокойной поверхности моря. Прозрачность воды была в пределах 0,3—17 м.

На рис. 16 показана зависимость альbedo поверхности моря от прозрачности воды. Из этого рисунка видно, что при изменении прозрачности воды от 16 до 0,5 м альbedo морской поверхности изменяется от 5 до 12% при высоте Солнца 30—32° и от 4 до 8% при высоте Солнца 49—51°. Такое изменение альbedo морской поверхности могло произойти только за счет изменения интенсивности выходящей из моря радиации, обусловленной изменением мутности воды.

Таким образом, мы видим, что изменение интенсивности выходящего света может изменить альbedo поверхности воды больше чем в два раза.

Из наблюдений интенсивности выходящей радиации (более 100 серий) при безоблачном небе были выбраны и сгруппированы данные наблюдений по пяти градациям прозрачности воды (0,3—0,7; 2,0—2,5; 3,5—5,0; 6,0—8,0 и 9,0—17 м). Полученные по этим данным осредненные кривые (рис. 1в) показывают зависимость выходящей радиации от высоты Солнца для различных градаций прозрачности воды. Из рис. 1в видно, что зависимость выходящей радиации от высоты Солнца почти линейная, причем угол наклона прямой определяется степенью прозрачности воды: чем меньше прозрачность воды, тем больше угол наклона.

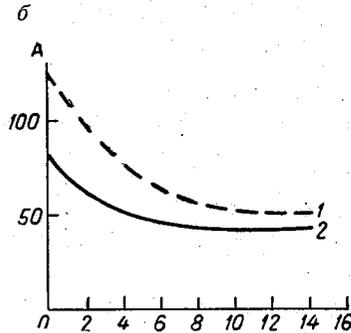
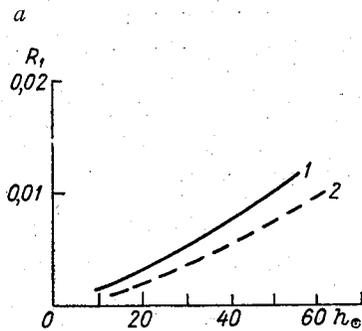


Рис. 1а. Зависимость альbedo поверхности моря от высоты солнца при волнении (1) и штиле (2).

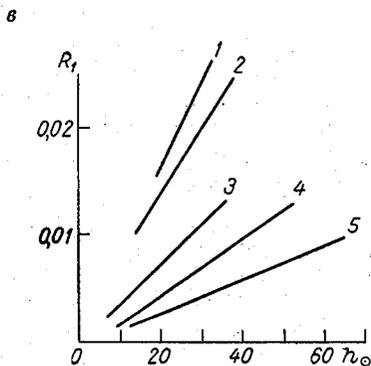


Рис. 1б. Зависимость альbedo поверхности моря от прозрачности воды при $h_{\odot} = 30 \div 32^{\circ}$ (1) и $h_{\odot} = 49 \div 51^{\circ}$ (2).

Рис. 1в. Зависимость альbedo поверхности моря от высоты солнца и прозрачности воды.

1) прозрачность 0,3—0,7 м; 2) 2—2,5 м; 3) 3,5—5,0 м; 4) 6—8 м; 5) 9—17 м.

Интенсивность выходящей радиации для различных градаций прозрачности воды измеряется от тысячных до сотых долей кал/см² мин. Наибольшая величина интенсивности выходящей радиации (0,26 кал/см² мин.) получилась при прозрачности воды 0,3 м. Величины интенсивности выходящей из воды радиации, полученные нами, не расходятся с данными других авторов [7, 8, 9], но сравнение их затруднительно из-за отсутствия в указанных работах точных данных о прозрачности воды и высоте Солнца при наблюдениях.

Попытаемся оценить вклад выходящей радиации в общую интенсивность радиации, отраженной от поверхности моря в полуденное время (при высоте Солнца 61°) при безоблачном небе, спокойном море и прозрачности воды 9 м. Прямая солнечная радиация, измеренная при этих условиях, была равна 1,2 кал/см² мин. Альbedo прямой солнечной радиации для спокойной поверхности воды по формуле Френеля будет равно 2,2%, что соответствует в нашем случае величине интенсивности отраженной прямой солнечной радиации от морской поверхности 0,027 кал/см² мин. Для рассеянной радиации, измеренной в указанный срок и равной 0,22 кал/см² мин., если принять альbedo моря для

рассеянной радиации равным 9%, интенсивность отраженной радиации будет равна 0,020 кал/см² мин. Измеренная интенсивность выходящей радиации при отмеченных выше условиях была равна 0,004 кал/см² мин. Сумма трех слагаемых радиации, идущей от поверхности моря, определяющих альbedo, будет равна 0,051 кал/см² мин. Это близко к величине отраженной радиации от поверхности моря, измеренной непосредственно (0,055 кал/см² мин.).

Если долю каждого из потоков выразить в процентах, то получим:

Отраженная прямая солнечная радиация	52,9
Отраженная рассеянная радиация	39,3
Радиация, выходящая из моря	7,8

Вполне понятно, что это лишь частный случай возможного соотношения между указанными потоками при определенных условиях (высота Солнца, прозрачность воды, состояние небосвода и т. д.). При других условиях эти соотношения будут также другими. Так, например, если прозрачность воды по белому диску равна 0,3 м, то при тех же прочих условиях (высота Солнца 61°, безоблачное небо, спокойное море) получим следующее соотношение:

Отраженная прямая солнечная радиация	37,0%
Отраженная рассеянная радиация	27,5%
Радиация, выходящая из моря	35,5%

Для выяснения влияния волнения на интенсивность выходящей из моря радиации были отобраны все случаи измерения радиации в безоблачные дни при штилевой погоде и при наличии волнения для сходных условий прозрачности воды и высоты Солнца.

Характер такой зависимости представлен на рис. 1а. Кривые рис. 1а показывают, что наличие волнения на поверхности моря приводит к увеличению выходящей из моря радиации по сравнению со случаем спокойной морской поверхности, причем это справедливо для всех высот Солнца. Разница между выходящей радиацией при волнении и выходящей радиацией при штиле несколько возрастает с увеличением высоты Солнца.

ЛИТЕРАТУРА

1. Калитин Н. Н. Об изучении спектрального альbedo водной поверхности. Метеорология и гидрология, № 9, 1937.
2. Кондратьев К. Я. Лучистая энергия Солнца, 1954.
3. Тер-Маркарянц Н. Е. Обратное рассеяние радиации морем. Труды ГГО, вып. 68, 1957.
4. Янишевский Ю. Д. Специальные типы термоэлектрических пиранометров для полевых микроклиматических и экологических работ. Труды ГГО, вып. 5, 1947.
5. Грищенко Д. Л. К вопросу о методике актиметрических наблюдений в море. Метеорология и гидрология, № 5, 1955.
6. Dirrhirm J. Einiges über die Reflexion der Sonnen- und Himmelsstrahlung an die verschiedenen Oberflächen (Albedo). Wetter und Leben, Bd 5, H. 3/4, 1953.
7. Sauberer F. Der Strahlungshaushalt einer alpinen See. Archiv für Meteorologic Geoph. und Bioklimatologie. Bd 4, H. 3, 1953.
8. Powell W. and Clarke. The Reflection and Absorption of daylight at the surface of the ocean. Journ. of the Optical Soc. of America, v. 26, 1936.
9. Davis F. V. Surface loss of solar and sky radiation by inland lakes. Trans. of the Wisc. Acad. of sci. Arts and Letters, v. XXXIII, 1941.

ЗАВИСИМОСТЬ РАДИАЦИОННОГО РЕЖИМА ОТ ОБЛАЧНОСТИ

При прохождении солнечной радиации через атмосферу она частично поглощается, а частично рассеивается. Поглощают лучистую энергию различные составные части атмосферы, но в основном водяной пар, углекислота и озон. Часть энергии рассеивается молекулами воздуха и частицами пыли разного происхождения. Лучистая энергия солнца, достигнув поверхности земли, частично ею поглотится, а частично отразится обратно. При прохождении отраженной радиации через атмосферу произойдет вторичное ее поглощение и рассеяние. Различные подстилающие поверхности имеют различные альбедо. Это дополнительно усложняет картину лучистого обмена. Если учесть еще то обстоятельство, что волны солнечного спектра разной длины по-разному рассеиваются и поглощаются в атмосфере и отражаются от действительной поверхности, то становится понятным, насколько сложно определить количество поступающей на поверхность земли лучистой энергии солнца. Наличие облаков различных форм и плотности, меняющихся во времени и пространстве, еще в большей степени усложняет этот расчет. Теоретические расчеты поступления лучистой энергии на поверхность земли в связи с этим очень сложны. Мы поставили перед собой задачу выяснить экспериментально, как влияет облачность различных форм на потоки лучистой энергии солнца.

Материал наблюдений и методика исследований

В течение ряда лет (с 1955 по 1964 г.) в Карадагской актинометрической обсерватории велись одновременные наблюдения за облачностью и радиационным режимом при массе 2 ($h_0 = 30^\circ$). В наших исследованиях использовался также материал ежечасных наблюдений облачности и материал срочных актинометрических наблюдений за 0 час. 30 мин., 6 час. 30 мин., 9 час. 30 мин., 12 час. 30 мин., 15 час. 30 мин., 18 час. 30 мин.

Н. Н. Калитин [1] подсчитал, что так как угол поля зрения человеческого глаза в среднем равен 22° , то у наблюдателя впечатление о всей площади небесного свода получается как результат 54 сложений. Поэтому истинная сумма облачности может значительно отличаться как в одну, так и в другую сторону от той суммы, которая получается в результате сложения большого числа слагаемых. Даже опытные наблюдатели могут ошибиться на 1—2 балла. Сравнение данных глазмерных

наблюдений облачности с данными, полученными фотографическим методом, показало, что при малой облачности глазомерные наблюдения дают больший балл, а при большой — меньший.

При определении количества облачности мы применяли метод фотографирования как наиболее объективный. Съемка небосвода производилась с помощью посеребренной поверхности сферического зеркала диаметром 645 мм и радиусом кривизны 623 мм. Зеркало устанавливалось в горизонтальном положении, а на расстоянии 170 см над его поверхностью помещался фотоаппарат «Зоркий». Съемка производилась на

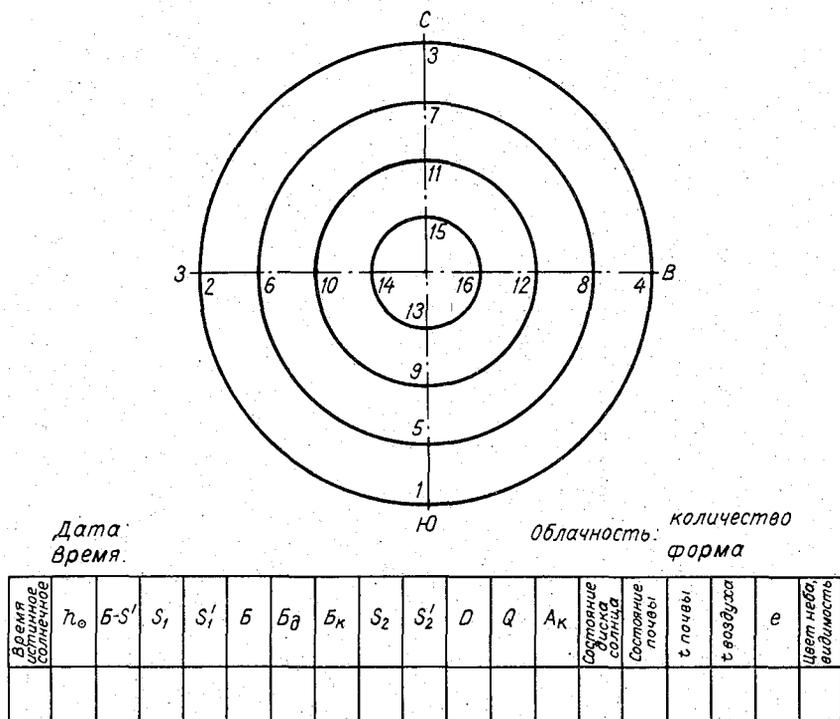


Рис. 1.

пленку чувствительностью 45—60 ед. при различных диафрагмах и экспозициях. Оценку степени покрытия неба облаками получали путем измерения на снимках площади, занятой облаками. Для градуировки зеркала использовались предметы, находящиеся под разными углами по отношению к горизонту, которые фотографировались с помощью сферического зеркала. На снимке проводили окружности, причем получались кольцевые зоны, соответствующие определенным углам. На практике оказалось, что наше зеркало не отражает картины всей полусферы, а срезает вблизи горизонта около 5° . Это является недостатком способа регистрации облаков с помощью фотографирования. Кроме этого, на снимках не всегда четко получались облака верхних и средних ярусов, что приводило к трудностям при определении их количества. В связи с этим мы впоследствии перешли к наблюдениям облачности с помощью специальной проволочной сетки. Сетка была сделана из 5-мм проволоки в виде полусферы радиусом 1,5 м и укреплена на четырех столбах. Сетка располагалась на столбах таким образом, чтобы

наблюдения можно было вести из центра полусферы. Она состояла из четырех проволочных кругов различного радиуса, расположенных горизонтально на разных высотах так, что из центра сеточной полусферы был виден первый круг на уровне горизонта, второй на высоте 15°, третий на высоте 30° и четвертый на высоте 50° над горизонтом. Горизонтальные круги поддерживались вертикальными полукругами, направленными с севера на юг и с запада на восток.

Таким образом, весь небосвод был разбит на 16 частей. Для зарисовки наблюдаемого количества и формы облачности заранее заготавливались специальные карточки. Форма их приводится на рис. 1. Во время наблюдений за облачностью наблюдатель становится в центре под сеткой и зарисовывает на карточку расположение облаков на небосводе, отмечая их форму. Зарисовка производилась за 1—2 мин. до наблюдений и уточнялась после наблюдений. Если за время наблюдений замечалось, что облачность изменилась хотя бы на один балл, то такие наблюдения браковались. В нижнюю часть карточки после соответствующей обработки из актинометрической книжки наблюдений заносились данные радиационного режима в момент наблюдений облачности. Таким образом, результаты одновременных наблюдений облачности и измерений радиационного режима оформлялись на одном листе, что оказалось очень удобным при обработке материала. Определение облачности способом фотографирования велось лишь несколько месяцев. Остальной материал получен путем визуальных наблюдений облачности с помощью сетки. Всего было произведено более 2000 серий наблюдений.

Некоторые закономерности расположения облачности на небосводе

а. Характеристика данных по количеству и форме облаков. В табл. 1 показана характеристика полученных данных по облачности.

Таблица 1

Форма облачности	Число наблюдений при облачности			Всего наблюдений
	1—5 баллов	6—9 баллов	10 баллов	
Ясно				445
Следы облаков				250
Сi	127	49	70	246
Cs	10	7	17	34
Ac	80	53	77	210
As	77	45	179	301
Sc	20	34	131	185
Cu	163	52	16	231
St	—	—	95	95
Cb	9	15	56	80
Всего				2077

В табл. 2 приведены данные о среднем количестве облаков различных форм в процентах по отношению к количеству всех облаков, встречающихся в различные месяцы года (общая облачность принята за 100%).

Из табл. 2 следует, что подавляющее количество облачности приходится на нижние формы, с некоторым уменьшением их в летние месяцы

Таблица 2.

Месяц	Облачность		
	нижняя	средняя	верхняя
I	66	21	13
II	72	19	9
III	63	23	14
IV	52	25	23
V	52	26	22
VI	58	21	21
VII	53	28	19
VIII	47	32	21
IX	58	27	15
X	53	28	19
XI	69	18	13
XII	69	19	12

и увеличением в зимние. Количество средней, а также и верхней облачности имеет обратную тенденцию — уменьшается в зимнее время и увеличивается в летнее. Средних облаков наблюдается больше, чем верхних, но разница между ними не столь значительна, как между нижней и средней облачностью.

б. Распределение количества облаков по различным частям небосвода. Использование полусферической сетки при наблюдениях позволило определить закономерность распределения облачности по небосводу. Все случаи наблюдений облачности были разделены в соответствии со структурой сетки на восемь частей по сторонам горизонта и на четыре — по высоте.

Все случаи наблюдений облачности на небосводе по сторонам горизонта распределились следующим образом:

Ю	ЮЗ	З	СЗ	С	СВ	В	ЮВ
597	587	589	593	577	567	552	566

Как видно, какого-либо существенного преобладания облачности по сторонам горизонта не наблюдалось. Отмечалось лишь небольшое уменьшение наблюдений облачности в восточной части горизонта. Не было замечено также увеличения облачности вблизи береговой линии.

В табл. 3 приведены данные о наблюдениях облачности по высотам над горизонтом по четырем зонам. Площади поверхностей шаровых слоев всех зон примерно равны.

Таблица 3.

№ зоны	Зоны небосвода по высоте над горизонтом, град.	Количество случаев наблюдений облачности
1	< 15	1216
2	15—30	697
3	30—50	352
4	От зенита до точек с зенитным расстоянием 40°	562

Из табл. 3 видно, что облака располагаются по высотам над горизонтом неравномерно. Наибольшее число случаев наблюдений облачности отмечается у горизонта, а наименьшее в полосе от 30 до 50° над горизонтом. Такое расположение облачности можно объяснить двумя причинами. Во-первых, наблюдатель может заметить облачность, удаленную от него на 10 км и больше, т. е. на площади более 300 км². Ближайший обзор наблюдателя составляет около 3—6 км². Во-вторых, облака, находящиеся у горизонта, при наблюдении накладываются друг на друга, и просветы между ними становятся незаметными для наблюдателя.

Используя наблюдения над кучевыми облаками, Вайсала [2] получил формулу, характеризующую распределение облачности по небосводу,

$$n(n_0\psi) = n_0 + n_0^{\cos \psi} (1 - n_0)^{\sin \psi} (1 - \cos^2 x^2 \psi), \quad (1)$$

где x — отношение вертикальных размеров облака к его горизонтальным размерам (относительная толщина), n_0 — степень облачности в зените в долях единицы, n — степень облачности в рассматриваемом участке небосвода, ψ — угловое расстояние от зенита. По этой формуле мы рассчитали распределение облачности по небосводу для некоторых относительных толщин облачности и угловых расстояний при степени облачности в зенитной области 0,5. Данные расчетов величины $n(n_0\psi)$ в процентах представлены в табл. 4.

Т а б л и ц а 4

Относительная толщина облака	Угловое расстояние от зенита, град.		
	40	60	75
2/5	53	57	78
1	66	79	84
7/5	74	86	93

Из данных табл. 4 видно, что количество облачности, рассчитанное по формуле (1), возрастает с увеличением углового расстояния от зенита. Возрастает также наблюдаемое количество облачности при увеличении толщины облаков, хотя действительное количество облаков (наблюдаемое, например, со спутника) может оставаться постоянным.

Подобное завышение количества облачности при наблюдении с одного пункта на поверхности земли показано на рис. 2, где дан вертикальный разрез небосвода. На рисунке в виде прямоугольников, равных по величине просветам между ними, условно нанесена облачность 5 баллов. Суммируя все просветы в облачности, наблюдаемые из пункта 0, наблюдатель оценит количество облачности значительно большим баллом, чем 5. Облачность у горизонта до высоты примерно 20° ему будет казаться сплошной. На рис. 2 также видно, что при увеличении толщины облаков кажущееся количество их тоже будет увеличиваться, хотя в действительности количество облачности может оставаться прежним.

Все вышесказанное о количестве облачности, наблюдаемом с одного пункта, следует иметь в виду при использовании материалов наблюдений метеостанций за облачностью для расчетов светового и теплового режимов деятельной поверхности и т. п. В нашем случае — исследования влияния облачности на потоки радиации — это обстоятельство не имеет особого значения, так как для приемника актинометрического прибора (пиранометра, балансомера) имеет место такое же экранирование

просветов облачности, которое отмечает и наблюдатель с того же пункта наблюдений на поверхности земли.

Для характеристики общих облачных условий использованы ежечасные наблюдения за облачностью в Карадаге с 1958 по 1960 г. (табл. 5).

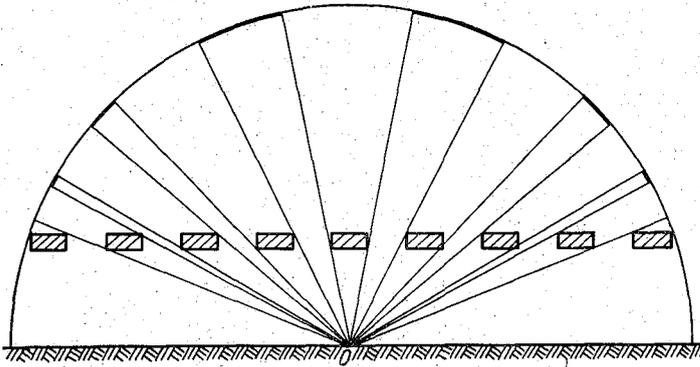


Рис. 2. Закономерность преувеличения наблюдаемого количества облачности при наблюдении с одного пункта на поверхности земли.

Таблица 5

Формы облачности	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Год
Общая	8,0	7,8	6,9	6,3	7,4	4,2	3,3	2,7	4,9	5,0	7,1	8,2	6,0
Нижняя	5,3	5,7	4,4	3,4	3,4	2,6	1,9	1,4	3,0	2,7	5,1	5,8	3,7
Средняя	1,9	1,5	1,6	1,7	2,2	0,7	0,8	0,6	1,2	1,6	1,2	1,6	1,4
Верхняя	0,8	0,6	0,9	1,2	1,8	0,9	0,6	0,7	0,7	0,7	0,8	0,8	0,9

В табл. 5 приведены средние величины количества облачности различных форм по месяцам в баллах.

Прямая солнечная радиация и облачность

Ослабление прямой солнечной радиации облаками зависит от их плотности. Тонкие перистые облака ослабляют радиацию лишь частично, а плотные низкие облака исключают совсем поступление прямой солнечной радиации на поверхность земли.

На рис. 3 показана зависимость интенсивности прямой солнечной радиации от высоты солнца при ясном небе и облачности верхнего яруса. Интенсивность радиации при безоблачном небе и облачности 1—5 баллов, не закрывающей солнца (на рисунке отмечено значком ☉²), почти одинакова. При облачности 6—9 баллов и просвечивающем солнце (☉) совпадение интенсивностей наблюдается до высоты солнца 30°. При больших высотах интенсивность радиации уменьшается и составляет 90% от интенсивности прямой радиации при безоблачном небе и при высоте солнца 55°. Облачность 10 баллов Ci и Cs при просвечивающем солнце, как это видно из рис. 3, вне зависимости от высоты солнца значительно уменьшает интенсивность прямой солнечной радиации. Еще более сильное ослабление радиации вызывают Cs.

На рис. 4 дана зависимость интенсивности прямой солнечной радиации от наличия облаков среднего яруса Ac при просвечивающем

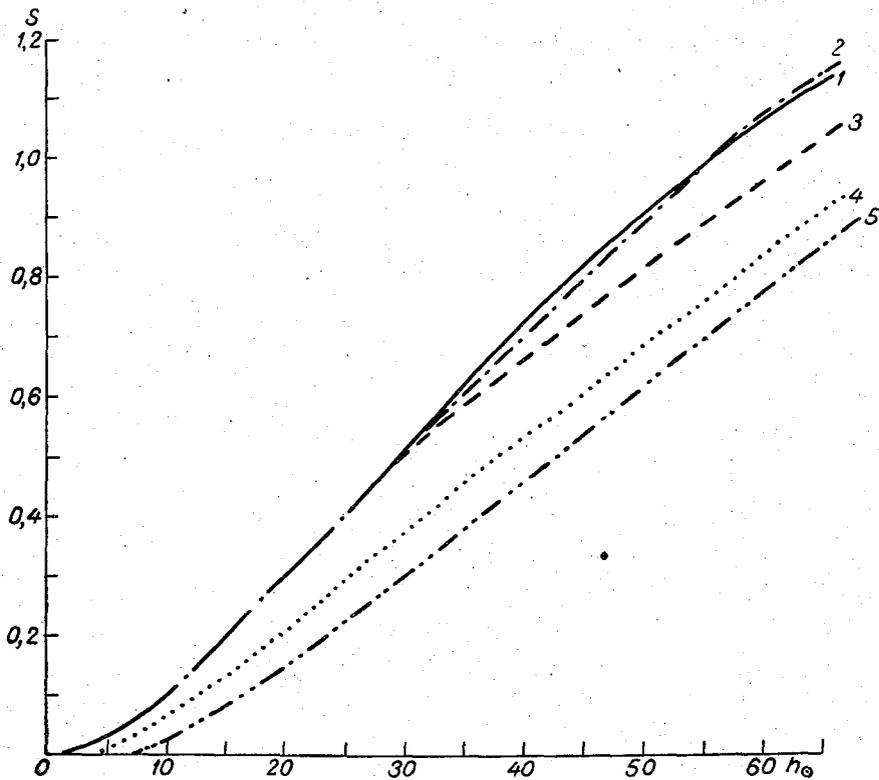


Рис. 3. Зависимость интенсивности прямой солнечной радиации от высоты солнца при ясном небе и облаках верхнего яруса.

1) безоблачно, 2) 1—5 баллов C_i при \odot° , 3) 6—9 баллов C_i при \odot , 4) 9—10 баллов C_i при \odot° , 5) 6—9 баллов C_s при \odot° .

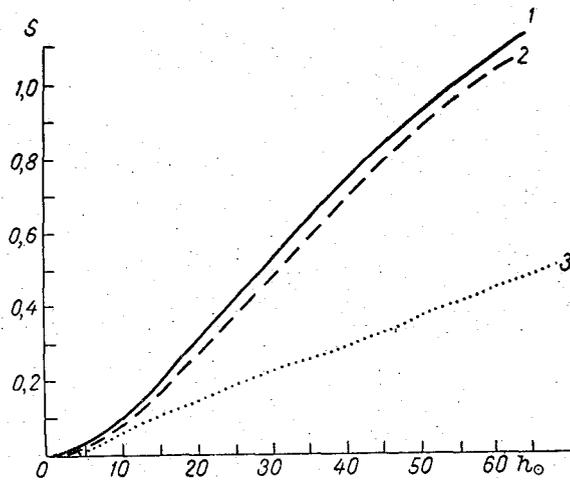


Рис. 4. Зависимость интенсивности прямой солнечной радиации от наличия на небосводе облаков среднего яруса A_c , когда состояние диска солнца оценивается знаком \odot .

1) безоблачно, 2) 1—5 баллов A_c при \odot , 3) 6—9 баллов A_c при \odot .

солнце (\odot). Наблюдения производились при облачности 1—5 и 6—9 баллов. Эта зависимость сравнивается также с интенсивностью прямой солнечной радиации при безоблачном небе.

Зависимость рассеянной радиации от облачности

Частицы облаков в виде капель воды и ледяных кристаллов являются центрами сильного рассеяния солнечной радиации, поэтому наличие облаков в большинстве случаев обуславливает значительное увеличение интенсивности рассеянной радиации.

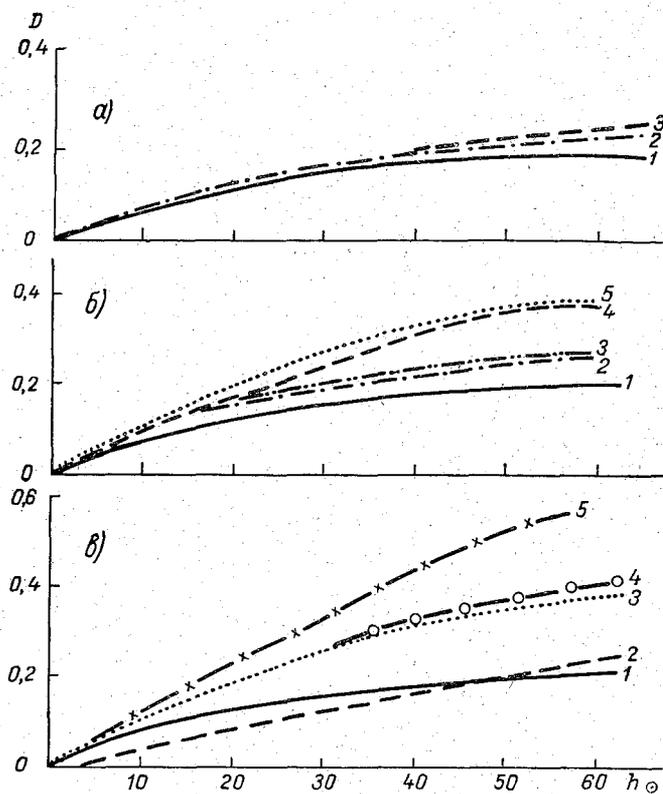


Рис. 5. Влияние облачности на рассеянную радиацию при различных высотах солнца.

а) 1 — безоблачно, 2 — 1—5 баллов Ci , Cs при \odot , 3 — 1—5 баллов Cu fr. , Cu , Sc , As при \odot ; б) 1 — безоблачно, 2—3 — 6—9 баллов Ci , Cs при \odot , 4 — 6—9 баллов Sc , Cu при \odot , 5 — 6—9 баллов As , As при \odot ; в) 1 — безоблачно, 2 — 10 баллов Ns , Sc при \odot и П, 3 — 10 баллов Ci при \odot , 4 — 10 баллов As при \odot , 5 — 10 баллов As при \odot^0 .

Влияние облачности на рассеянную радиацию при различных высотах солнца показано на рис. 5, где сравниваются потоки рассеянной радиации при безоблачном небе, при облачности различных форм (1—5, 6—9 баллов) и при сплошной облачности.

Как видно из рисунков, во всех случаях появление облачности независимо от количества вызывает увеличение рассеянной радиации по сравнению с радиацией при безоблачном небе. Исключением является сплошная низкая облачность при малых высотах солнца (см. рис. 5 в, кривая 2), при наличии которой поток рассеянной радиации уменьшается

ется. По мере увеличения количества облачности разница в величинах интенсивности рассеянной радиации при безоблачном небе и при облачности увеличивается. Так, если интенсивность рассеянной радиации увеличилась при появлении 1—5 баллов облачности при высоте солнца 60° примерно на 25% по сравнению с интенсивностью при безоблачном небе, то при увеличении облачности среднего яруса до 6—9 баллов радиация увеличивается в два раза, а при сплошной облачности и той же высоте солнца — почти в три раза. Наибольшее увеличение

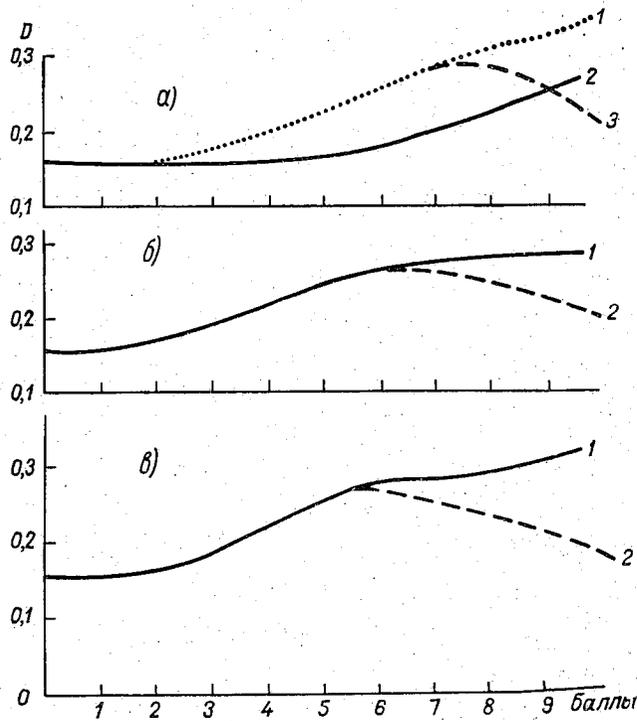


Рис. 6. Зависимость интенсивности рассеянной радиации от количества и формы облачности при высоте солнца 30° .

а) 1 — Ас при \odot^2 , 2 — Сг при \odot^2 , 3 — Ас при П; б) 1 — Сг при \odot^2 , 2 — Сг при П, в) 1 — Сс при \odot^2 , 2 — Сс при П.

наблюдается при высоко-кучевых облаках. Значительное повышение рассеяния радиации обуславливают и низкие облака (рис. 5 б), если они не слишком плотные. Как видно из рис. 5 в, плотные слоисто-кучевые и слоисто-дождевые облака примерно до высоты солнца $45-50^\circ$ уменьшают интенсивность рассеянной радиации более чем на 50%. Конечно, в конкретных случаях в зависимости от плотности облаков разница между рассеянной радиацией при безоблачном небе и при наличии облачности может меняться в очень широких пределах. Таким образом, существует определенная зависимость интенсивности рассеянной радиации от высоты солнца как при безоблачном небе, так и при наличии облачности. Чтобы исключить влияние высоты солнца при исследовании воздействия облачности на рассеянную радиацию, были отобраны наблюдения, которые производились при высоте солнца 30° (при массе 2).

На рис. 6 представлена зависимость интенсивности рассеянной радиации от количества и формы облачности при высоте солнца 30° .

На рис. 6а дан ход рассеянной радиации при изменении облачности A_c и C_i от 0 до 10 баллов. При увеличении количества перистой облачности интенсивность рассеянной радиации увеличивается (кривая 2). Максимальная интенсивность радиации наблюдается при 10-балльной облачности. Несколько другая закономерность наблюдается в ходе изменения интенсивности радиации при увеличении количества высококучевой облачности (рис. 6а). При облачности более 6 баллов рассматривались два случая: 1) солнце закрыто облаками (Π), 2) солнце просвечивает между ними (\odot^2 и \odot). В первом случае (кривая 3) максимум интенсивности радиации наступает при 6—7-балльной облачности, а при 10-балльной облачности наблюдается резкое снижение интенсивности. Во втором случае (кривая 1) интенсивность рассеянной радиации продолжает нарастать вплоть до облачности 10 баллов.

Аналогичным образом изменяется рассеянная радиация при увеличении количества кучевой и слоисто-кучевой облачности (рис. 6б и 6в).

Суммарная радиация

Влияние облачности на изменение потока суммарной радиации будет складываться из влияния облачности на прямую и рассеянную радиацию. Рассмотрим влияние количества некоторых видов облаков на изменение суммарной радиации при высоте солнца 30° . На рис. 7а

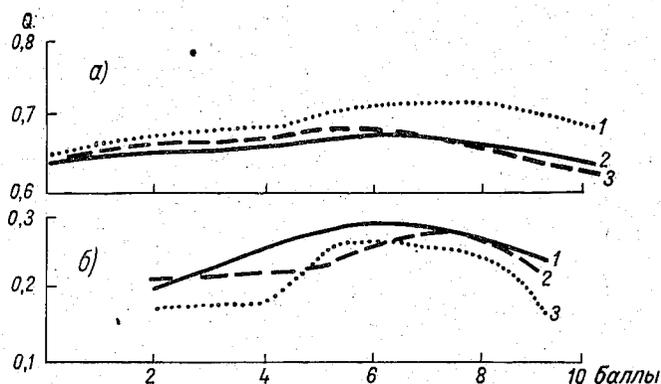


Рис. 7. Влияние количества некоторых видов облаков на изменение суммарной радиации при высоте солнца 30° .

а) 1 — C_u при \odot , \odot^2 , 2 — C_i при \odot , \odot^2 , 3 — A_c при \odot , \odot^2 ;
 б) 1 — A_c при Π , 2 — C_u при Π , 3 — S_c при Π .

показано изменение интенсивности суммарной радиации при увеличении перистых, высоко-кучевых и кучевых облаков от 1 до 10 баллов при \odot^2 и \odot . Из рис. 7а видна особенность хода интенсивности суммарной радиации, которая характерна для всех рассмотренных видов облаков. Эта особенность заключается в том, что максимальные величины радиации наблюдаются при количествах облачности от 5 до 8 баллов.

На рис. 7б представлен ход интенсивности суммарной радиации при высоко-кучевой, кучевой и слоисто-кучевой облачности, когда солнце закрыто облаками. В таких случаях тоже отмечаются максимальные величины интенсивности при облачности 5—8 баллов.

Радиационный баланс и облачность

Имеющийся в нашем распоряжении материал одновременных наблюдений радиационного баланса и облачности позволил установить некоторые закономерности зависимости радиационного баланса от облач-

ности. На рис. 8 а показана зависимость радиационного баланса от высоты солнца при наличии перистой, перисто-слоистой, высоко-кучевой, слоисто-кучевой и кучевой облачности. Для сравнения там же приведена кривая хода радиационного баланса при безоблачном небе.

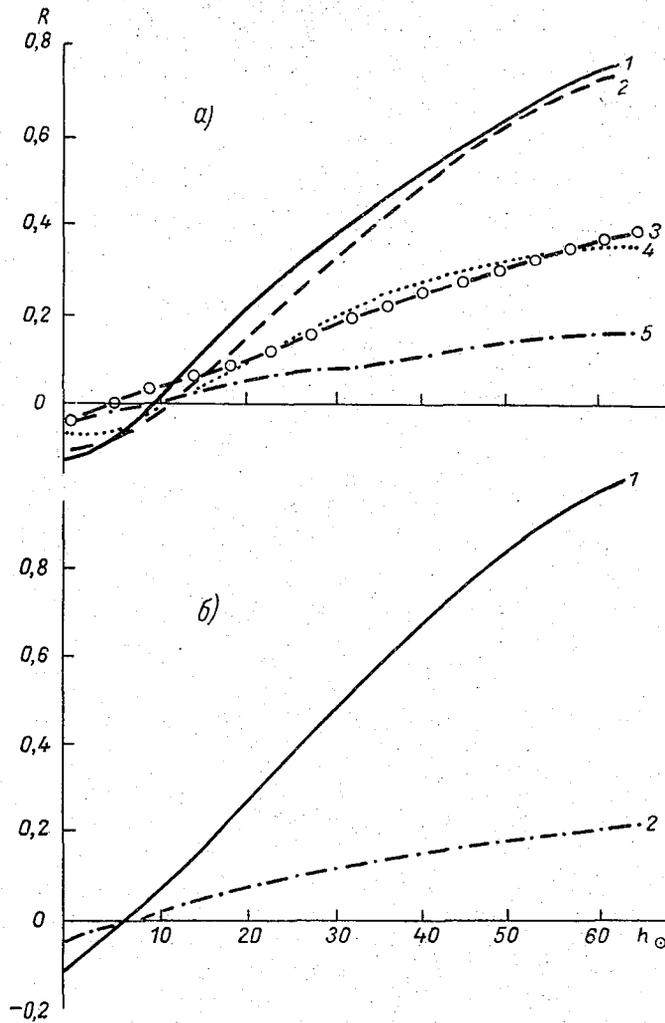


Рис. 8. Зависимость радиационного баланса от высоты солнца при различных формах облачности и при безоблачном небе.

а) 1 — безоблачно, 2 — 10 баллов Ci, Cs при \odot , 3 — 10 баллов Sc , 4 — 10 баллов As при \odot , 5 — 10 баллов $Cu fr., Cu$; б) 1 — 6—9 баллов $Cu fr., Cu$ при \odot , 2 — $Cu fr., Cu$ при Π .

Из рисунка видно, что наличие 10-балльной облачности верхнего яруса немного снижает радиационный баланс при больших высотах солнца по сравнению с безоблачным небом. При малых высотах солнца эта разность увеличивается и достигает 30—40%. Кривые для сплошной высоко-кучевой и слоисто-кучевой облачности имеют близкий ход; при больших высотах солнца интенсивность радиационного баланса облаками этих форм снижается почти в два раза по сравнению с величинами при безоблачном небе. Наибольшее уменьшение величин радиационного

баланса наблюдается при кучевой облачности 10 баллов. Эта облачность уменьшает радиационный баланс по сравнению с безоблачным небом более чем в четыре раза. На рис. 8 б представлена зависимость радиационного баланса от высоты солнца при 6—9 баллах облачности кучевых форм для случаев, когда солнце просвечивает сквозь облака (\odot) и когда оно закрыто облаками (Π). Интенсивность радиационного баланса при открытом солнце больше, чем при закрытом, в среднем

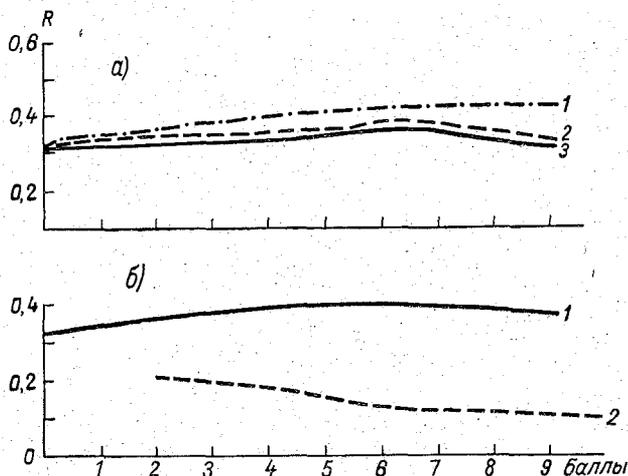


Рис. 9. Зависимость радиационного баланса от количества облачности различных форм.

а) 1 — Cu при \odot , \odot^2 , 2 — Ac при \odot , \odot^2 , 3 — Ci и Cs при \odot , \odot^2 ;
 б) 1 — Sc при \odot , \odot^2 , 2 — Sc при Π .

в 4 раза. Зависимость радиационного баланса от количества облачности различных форм показана на рис. 9 а и б. На рис. 9 а дана зависимость радиационного баланса от количества облачности различных форм и ярусов для случаев, когда солнце закрыто облаками (Π) и при безоблачном небе (\odot^2). Как видно из рис. 9 а, значение радиационного баланса при пасмурном небе существенно ниже, чем при безоблачном.

Все данные о зависимости от облачности радиационного баланса и его составляющих получены нами на основании нескольких сотен наблюдений. Поэтому естественно, что отдельные наблюдения могут отличаться от приведенных здесь данных.

ЛИТЕРАТУРА

1. Калитин Н. Н. О точности отсчета облачности. Известия ГГО, № 1, 1933.
2. Väisälä V. Soc. Scient. Fennica Commen. Phys.-Mathem., т. IV, 1929.

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК АТМОСФЕРНОГО АЭРОЗОЛЯ В РАЗЛИЧНЫХ ГЕОГРАФИЧЕСКИХ РАЙОНАХ СССР

§ 1. Методика исследований и аппаратура

Настоящая статья является первой частью работы по систематическому исследованию атмосферного аэрозоля в различных географических районах СССР на основе спектрофотометрического метода. Этот метод позволяет проводить исследование без непосредственного воздействия на аэрозольный слой, что представляет определенное преимущество перед другими методами, при использовании которых допускается воздействие на легко изменяющуюся аэрозольную субстанцию. Отличительной особенностью данного метода является также то, что для исследований предусматривается создание и использование сети аэрозольных станций, работающих по единой программе и покрывающих сравнительно равномерно территорию СССР. Сеть аэрозольных станций совпадает с ныне существующей озонметрической сетью [1, 3], состоящей из 38 станций. Часть этих станций приступила к регулярным аэрозольным наблюдениям в 1967 г., на других станциях начало этих наблюдений запланировано на 1968 г.

Учитывая то обстоятельство, что ослабление излучения аэрозолем проявляется наиболее сильно в ультрафиолетовой и видимой областях спектра, для исследований был выбран участок спектра от 350 до 650 нм, свободный от полос поглощения других составляющих атмосферы (за исключением длинноволновой части этого участка, где в небольшой степени сказывается поглощение озона в полосе Шаппюи, которое учитывалось в наших измерениях).

Для измерения оптических характеристик атмосферного аэрозоля в разных участках спектра в настоящей работе используется озонметр М-83 [2] с восемью комбинированными стеклянными светофильтрами, размещенными внутри корпуса прибора во вращающемся диске. Характеристики светофильтров показаны в табл. 1.

Фотозлемент Ф-4 озонметра практически не чувствителен в области спектра, лежащей правее длины волн 700 нм.

Прибор М-83 измеряет поток прямого солнечного излучения в восьми участках спектра, причем ослабление этого излучения в атмосфере подчиняется закону Бугера—Бэра

$$S_{\lambda} = S_{\lambda_0} 10^{-m(\beta_{\lambda} + \delta_{\lambda})}, \quad (1)$$

Таблица 1

Характеристики стеклянных светофильтров
озонметра М-83 № 3Р

№ светофильтра	Марка стекла и толщина, мм (в скобках)	Длина волны в макси- муме пропускания λ_{max} нм	Ширина полосы про- пускания на половине высоты кривой (в макс. пропускания) $\Delta\lambda$ нм
1	ЖС-3 (2) + УФС-2 (5)	314	21
2	СЗС-9 (2) + УФС-2 (3,5)	369	22
3	ЖС-19 (3) + УФС-2 (3)	360	24
4	ЖС-11 (3) + ФС-7 (2)	444	23
5	СС-5 (6) + ЖС-16 (3)	458	26
6	ЗС-2 (5)	530	55
7	ЗС-2 (3) + ОС-14 (2)	570	30
8	СЗС-21 (1) + КС-13 (1)	634	50

где $S_{\lambda, 0}$ и S_{λ} — потоки излучения длиной волны λ (соответствует максимуму пропускания светофильтра) до вхождения и после прохождения атмосферы, m — воздушная масса, β_{λ} — оптическая толщина релейской атмосферы, δ_{λ} — оптическая толщина аэрозоля. Формула (1) применяется для семи светофильтров озонметра М-83, начиная со второго. Первый светофильтр выделяет участок спектра, где, помимо релейского и аэрозольного ослабления, отмечается поглощение озона (в небольшой степени поглощение озона сказывается также на 8-м светофильтре). Для светофильтров 2—8 (табл. 1) при измерениях по прямому солнечному свету закон Бугера — Бэра выполняется с достаточной для данной работы точностью. Это было доказано в [1] для светофильтра 3 при высоте солнца от 1 до 90°. Поскольку эффект Форбса проявляется тем сильнее, чем меньше длина волны, для остальных светофильтров, кроме 1-го, он практически не проявляется. Непосредственное выполнение закона Бугера — Бэра было проверено для светофильтров 2—8 путем построения прямых Бугера ($\lg S_{\lambda}$ в зависимости от m):

Из выражения (1) следует следующая формула для оптической толщины аэрозоля:

$$\delta_{\lambda} = \frac{l_{0, \lambda} - l_{\lambda}}{m} - \beta_{\lambda}, \quad (2)$$

где

$$l_{0, \lambda} = \lg S_{0, \lambda} \text{ и } l_{\lambda} = \lg S_{\lambda}.$$

Применялась известная методика определения $l_{0, \lambda}$, основанная на построении прямых Бугера [1]. В табл. 2 приводится ряд значений $l_{0, \lambda}$ для двух длин волн 369 и 530 нм, полученных в Воейково в 1967 г. Измерения производились как в безоблачные дни, так и в дни с переменной облачностью. Браковались те графики, в которых величина δ_{λ} заметно изменялась в одну сторону. Как видно из табл. 2, разброс значений $l_{0, \lambda}$ невелик и добавление новых значений не ведет к заметному изменению среднего значения $l_{0, \lambda}$.

Значения $l_{0,1}$ и $l_{0,2}$; прибор М-83 № 24Р, Воейково, 1967 г.
 $\lambda_1 = 369$ нм, $\lambda_2 = 530$ нм

Дата	$l_{0,1}$	$l_{0,2}$	Дата	$l_{0,1}$	$l_{0,2}$
3 VII	2,65	1,78	25 VIII	2,72	1,82
8	2,60	1,71	12 IX	2,69	1,78
11	2,64	1,73	14	2,61	1,82
15	2,61	1,75	17	2,74	1,82
17	2,56	1,71	20	2,75	1,77
18	2,76	1,80	21	2,64	1,69
21	2,58	1,74	28	2,62	1,78
27	2,68	1,72	1 X	2,72	1,76
28	2,62	1,76	Среднее значение	2,65	1,76
30	2,52	1,68	Средняя квадра-		
2 VIII	2,64	1,70	тичная ошибка		
12	2,73	1,81	отдельного		
13	2,61	1,78	значения	0,053	0,045

Оценка погрешности величины δ_λ дана в работе [1]. Для средних условий измерений относительная погрешность изменяется в пределах 1—8%, однако верхняя граница этого интервала при малых значениях δ_λ может быть увеличена [1].

Ввиду того что пропускание светофильтров зависит от температуры, были произведены измерения температурных коэффициентов озонметра q_T в специально построенном градуировочном термостате с оптическим выходом. В качестве источника света применялась лампочка накаливания 12 в, помещенная вне термостата, в то время как контрольная лампочка помещалась внутри озонметра. Питание лампочки осуществлялось от батареи аккумуляторов и контролировалось амперметром. Результаты измерения коэффициента q_T для первых трех светофильтров приводятся в табл. 3.

Отсчет по светофильтру J_i вычислялся по формуле

$$J_i = \frac{p_i r q_T \cdot 100}{p_k}, \quad (3)$$

где p_i — отсчет без поправки, r — коэффициент перехода к основной чувствительности, p_k — отсчет по лампочке внутреннего контроля на основной чувствительности. Ввиду линейности озонметра отсчет J_i прямо пропорционален световому потоку S_λ , а так как в формуле (2) стоит разность $l_{0,\lambda} - l_\lambda$, то коэффициенты пропорциональности взаимно уничтожаются в этой разности и не влияют на измеряемую величину δ_λ .

Помимо сбора регулярных сведений об оптической толщине аэрозоля в семи участках спектра, в работе было предусмотрено получение систематических сведений о параметрах распределения аэрозольных частиц по размерам. При этом предполагается, что в вертикальном столбе, пронизывающем всю атмосферу, распределение аэрозольных частиц подчиняется формуле Юнге [6]

$$\frac{dN}{dr} = cr^{-n}, \quad (4)$$

где N — общее число частиц в вертикальном столбе атмосферы единичного сечения, радиус которых меньше r ; n — показатель Юнге; c — постоянная. Согласно Юнге [6], формула (4) применима в том случае, когда $0,08 < r < 10$ мкм; среднее значение показателя $n = 4$.

Таблица 3

Температурный коэффициент светофильтров озонметра М-83
 для приведения отсчетов к 20° С;
 $\lambda_I = 314$ нм, $\lambda_{II} = 369$ нм, $\lambda_{III} = 530$ нм

Температура прибора, град.	Светофильтр			Температура прибора, град.	Светофильтр		
	1-й	2-й	3-й		1-й	2-й	3-й
-10	0,85	0,76	0,82	20	1,00	1,00	1,00
-9	0,85	0,77	0,82	21	1,00	1,01	1,01
-8	0,85	0,77	0,83	22	1,01	1,02	1,02
-7	0,86	0,78	0,83	23	1,02	1,03	1,03
-6	0,86	0,78	0,83	24	1,02	1,04	1,04
-5	0,86	0,79	0,84	25	1,03	1,05	1,05
-4	0,87	0,79	0,84	26	1,04	1,07	1,07
-3	0,87	0,80	0,85	27	1,04	1,08	1,08
-2	0,87	0,81	0,85	28	1,05	1,10	1,09
-1	0,88	0,82	0,85	29	1,06	1,11	1,10
0	0,88	0,82	0,86	30	1,06	1,12	1,11
1	0,88	0,83	0,86	31	1,07	1,13	1,12
2	0,89	0,84	0,87	32	1,08	1,14	1,13
3	0,89	0,84	0,87	33	1,09	1,15	1,15
4	0,90	0,85	0,88	34	1,10	1,17	1,16
5	0,91	0,86	0,88	35	1,10	1,18	1,17
6	0,91	0,86	0,89	36	1,11	1,20	1,18
7	0,92	0,87	0,89	37	1,12	1,21	1,20
8	0,92	0,88	0,90	38	1,13	1,23	1,21
9	0,93	0,89	0,90	39	1,14	1,24	1,23
10	0,94	0,90	0,91	40	1,15	1,25	1,24
11	0,94	0,91	0,92	41	1,16	1,27	1,25
12	0,95	0,92	0,93	42	1,17	1,28	1,27
13	0,95	0,93	0,93	43	1,18	1,30	1,29
14	0,96	0,94	0,94	44	1,19	1,31	1,30
15	0,97	0,95	0,95	45	1,20	1,32	1,32
16	0,98	0,95	0,96	46	1,21	1,34	1,33
17	0,98	0,96	0,97	47	1,22	1,35	1,35
18	0,99	0,97	0,98	48	1,23	1,37	1,37
19	0,99	0,99	0,99	49	1,24	1,39	1,39
				50	1,25	1,40	1,41

В настоящее время ввиду экспериментальных трудностей известно сравнительно небольшое число непосредственных измерений размеров аэрозольных частиц в широком диапазоне 0,08—10,0 мкм [6]. Эти измерения в зависимости от размеров частиц производились различными методами с разными погрешностями [6]. Результаты указанных измерений в основном подтверждают формулу Юнге (4). Однако возможно, что в приземном слое мгновенное распределение частиц не подчиняется формуле (4), поскольку на это распределение оказывает сильное влияние подстилающая поверхность и местные источники частиц. С другой стороны, возможно, что выше приземного слоя и в достаточно большом объеме распределение частиц во многих случаях подчиняется формуле (4).

Для решения этого вопроса требуется дальнейшее накопление доброкачественного экспериментального материала.

Настоящая работа ставит в качестве одной из своих задач набор статистического экспериментального материала, характеризующего распределение частиц по размерам в различных географических районах СССР при различных физических условиях в атмосфере.

В качестве характеристик распределения аэрозольных частиц по размерам, которые подлежали измерению, были выбраны параметры n и c в формуле (4). Если, как мы полагали, полученные в результате измерений значения параметров n и c окажутся близкими к параметрам, полученным другими авторами и другими методами, если эти параметры окажутся сравнительно устойчивыми в сходных условиях, а также если они окажутся близкими при использовании для измерений разных спектральных участков, то можно будет сделать предварительный вывод, что формула (4) отражает реальное распределение аэрозольных частиц по размерам в вертикальном столбе атмосферы.

Для определения параметров n и c была разработана специальная методика, которая излагается ниже. На основании теорий Ми [4, 7] ослабление света, вызываемое рассеянием на аэрозолях, описывается формулой

$$\delta_\lambda = 0,434 \int_{r_1}^{r_2} \pi r^2 K(y) \frac{dN}{dr} dr, \quad (5)$$

где r_1 и r_2 — наименьший и наибольший радиусы частиц в данном распределении, $K(y)$ — полный коэффициент рассеяния Ми [7], зависящий от показателя преломления вещества, формы аэрозольных частиц и от параметра

$$y = \frac{2\pi r}{\lambda}. \quad (6)$$

Если рассматриваемый объем совпадает с вертикальным столбом атмосферы единичного сечения, то величина δ_λ в формуле (5) совпадает с оптической толщиной аэрозоля в формуле (1). Подставляя $\frac{dN}{dr}$ из (4) в (5) и переходя с помощью (6) от переменной r к переменной y , получим

$$\delta_\lambda = 0,434\pi c \left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^{3-n} \int_{y_1}^{y_2} y^{2-n} K(y) dy. \quad (7)$$

Поскольку, как указывает Юнге [6], параметр n лежит в интервале $3,0 < n < 5,0$, а значения r_1 и r_2 соответственно равны 0,08 и 10,0 мкм, то без заметной погрешности можно принять, что в выражении (7) $y_1 = 0$, а $y_2 = \infty$. При этом учитывается следующее.

а. Несобственный интеграл в уравнении (7) сходится на основании признака Коши [5], так как $K(y) < 5$ [7] и $n - 2 > 1$.

Это равносильно тому, что при $y_1 = 0$, $y_2 = \infty$ и $n > 3$ δ_λ — всегда конечная величина.

б. Так как $r_1 = 0,08$ мкм, $r_2 = 10,0$ мкм, то соответствующие значения y для $\lambda = 369$ нм равны:

$$y_1 = \frac{6,28 \cdot 0,08}{0,369} = 1,36; \quad y_2 = \frac{6,28 \cdot 10,0}{0,369} = 170,$$

а для $\lambda = 0,530$ нм

$$y_1 = \frac{6,28 \cdot 0,08}{0,530} = 0,95; \quad y_2 = \frac{6,28 \cdot 10,0}{0,530} = 118.$$

Подынтегральная функция в выражении (7) при показателе преломления $m = 1,33$ (вода) и параметре n , равном 3, 4 и 5, имеет вид, показан-

ный на рис. 1. Из рис. 1 следует, что для $n > 3$ замена указанных выше числовых пределов интегрирования на пределы 0 и ∞ не вызывает заметного изменения величины интеграла в выражении (7). Еще меньшее изменение интеграла в выражении (7) произойдет, если, как в нашем случае, пределы интегрирования будут изменяться только вследствие изменения длины волны λ . Так, например, если предел интегрирования

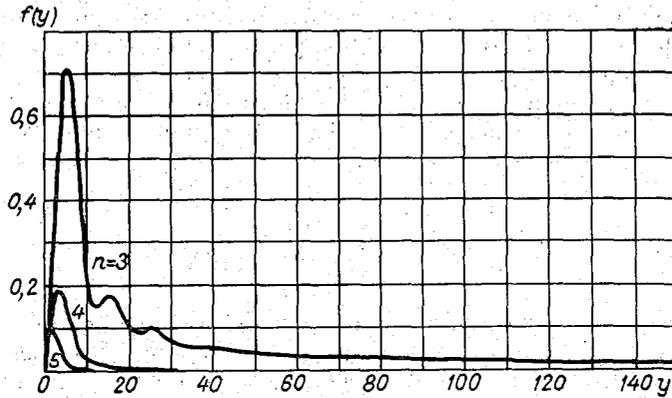


Рис. 1. Функция $f(y) = y^{2-n} K(y)$.

в выражении (7) $y_2 = 118$ заменяется на $y_2 = \infty$, то относительная погрешность величины интеграла при $n=4$ будет равна

$$\frac{\int_{118}^{\infty} 2y^{-2} dy}{\int_0^{\infty} y^{-2} K(y) dy} \cdot 100 = 1,4\%,$$

а при замене предела $y_2 = 118$ на предел $y_2 = 170$ относительная погрешность величины интеграла будет равна

$$\frac{\int_{118}^{170} 2y^{-2} dy}{\int_0^{\infty} y^{-2} K(y) dy} \cdot 100 = 0,43\%.$$

При расчете погрешности для простоты было положено, что $K(y) = 2$ при $y \geq 118$.

в. Погрешность выражения (7) возрастает при замене пределов интегрирования на 0 и ∞ с уменьшением показателя n . При $n < 3$ такая замена приводит к тому, что $\delta_\lambda = \infty$. Однако для целей настоящей работы можно ограничиться заменой пределов крайними и, следовательно, постоянными значениями y_{\min} и y_{\max} , определяемыми наибольшей и наименьшей длиной волны в рассматриваемой области спектра (например, заменой предела $y_2 = 118$ на предел $y_2 = 170$).

С учетом замечаний «а», «б» и «в» выражение (7) приобретает вид

$$\delta_\lambda = 0,434\pi c \left(\frac{\lambda}{2\pi} \right)^{3-n} R, \quad (8)$$

где величина

$$R = \int_{y_{\min}}^{y_{\max}} y^{2-n} K(y) dy \quad (9)$$

зависит от параметра n , показателя преломления частиц m и не зависит от λ .

Формула (8) аналогична известной формуле Ангстрема $\delta_\lambda = c_1 \lambda^{-b}$, если положить, что $b = n - 3$.

Для двух выбранных длин волн отношение оптических толщин аэрозоля, измеренных в одно и то же время, согласно (8), будет равно

$$\frac{\delta_{\lambda_1}}{\delta_{\lambda_2}} = \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)^{3-n}, \quad (10)$$

где в случае применения светофильтров λ_1 и λ_2 соответствуют максимумам спектральной чувствительности прибора в области 1-го и 2-го светофильтров.

Из выражения (10) следует формула

$$n = 3 + \frac{1}{\lg \lambda_2 - \lg \lambda_1} \lg \frac{\delta_{\lambda_1}}{\delta_{\lambda_2}}, \quad (11)$$

с помощью которой рассчитывается безразмерный параметр n в зависи-

мости от отношения $\frac{\delta_{\lambda_1}}{\delta_{\lambda_2}}$. Для пары длин волн $\lambda_1 = 369$ нм и $\lambda_2 = 530$ нм

график зависимости n от отношения $\frac{\delta_{\lambda_1}}{\delta_{\lambda_2}}$ показан на рис. 2. Заметим, что параметр n в формуле (11) не зависит от показателя преломления и формы аэрозольных частиц.

С помощью формулы (11) легко оценивается погрешность параметра n в зависимости от погрешности отношения $\frac{\delta_{\lambda_1}}{\delta_{\lambda_2}}$ при наличии в атмосфере юнговского распределения аэрозольных частиц по размерам. Из выражения (11) после дифференцирования получим следующую формулу:

$$\Delta(n) = \frac{0,434}{\lg \lambda_2 - \lg \lambda_1} \left[\frac{\Delta(\delta_{\lambda_1})}{\delta_{\lambda_1}} + \frac{\Delta(\delta_{\lambda_2})}{\delta_{\lambda_2}} \right], \quad (12)$$

где $\Delta(n)$, $\Delta(\delta_{\lambda_1})$ и $\Delta(\delta_{\lambda_2})$ — предельные абсолютные погрешности n , δ_{λ_1} и δ_{λ_2} . Полагая для средних условий, что $\frac{\Delta(\delta_{\lambda_1})}{\delta_{\lambda_1}} = \frac{\Delta(\delta_{\lambda_2})}{\delta_{\lambda_2}} = 0,04$ и $n = 4$, получим, что предельная абсолютная погрешность n равна

$$\Delta(n) = \frac{0,434}{0,158} (0,04 + 0,04) = 0,22,$$

а относительная погрешность n равна

$$\frac{\Delta(n)}{n} = \frac{0,22 \cdot 100}{4} = 5,5\%.$$

Для удобства при практическом использовании настоящей работы приводится табл. 4, в которой даны значения n в зависимости от $\frac{\delta_{\lambda_1}}{\delta_{\lambda_2}}$.

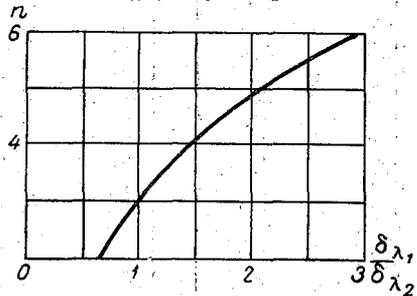


Рис. 2. Параметр n в зависимости от отношения $\frac{\delta_{\lambda_1}}{\delta_{\lambda_2}}$; $\lambda_1 = 369$ нм, $\lambda_2 = 530$ нм.

Таблица 4

Значения n в зависимости от $\delta_{\lambda_1}/\delta_{\lambda_2}$

$\delta_{\lambda_1}/\delta_{\lambda_2}$	n	$\delta_{\lambda_1}/\delta_{\lambda_2}$	n	$\delta_{\lambda_1}/\delta_{\lambda_2}$	n	$\delta_{\lambda_1}/\delta_{\lambda_2}$	n
0,50	1,0	1,15	3,4	1,80	4,6	2,45	5,5
0,55	1,3	1,20	3,5	1,85	4,7	2,50	5,5
0,60	1,6	1,25	3,6	1,90	4,8	2,55	5,6
0,65	1,8	1,20	3,7	1,95	4,8	2,60	5,6
0,70	2,0	1,35	3,8	2,00	4,9	2,65	5,7
0,75	2,2	1,40	3,9	2,05	5,0	2,70	5,7
0,80	2,4	1,45	4,0	2,10	5,0	2,75	5,8
0,85	2,5	1,50	4,1	2,15	5,1	2,80	5,8
0,90	2,7	1,55	4,2	2,20	5,2	2,85	5,9
0,95	2,9	1,60	4,3	2,25	5,2	2,90	5,9
1,00	3,0	1,65	4,4	2,30	5,3	2,95	6,0
1,05	3,2	1,70	4,5	2,35	5,4	3,00	6,0
1,10	3,3	1,75	4,6	2,40	5,4		

Второй параметр распределения (4) c находится из формулы (8)

$$c = \frac{\delta_{\lambda}}{B}, \quad (13)$$

где

$$B = 0,434\pi \left(\frac{\lambda}{2\pi} \right)^{3-n} R, \quad (14)$$

причем размерность B есть см^{3-n} , а размерность c — см^{n-3} .

Как видно из формул (14) и (9), величина B является функцией n , λ и показателя преломления m . В табл. 5 даны значения B для $\lambda_1 = 369$ нм, $\lambda_2 = 530$ нм и $m = 1,33$ в зависимости от n . Как видно из

Таблица 5

Значение B_1 и B_2 в зависимости от n , $\lambda_1 = 369$ нм, $\lambda_2 = 530$ нм, $m = 1,33$

n	$B_1 \text{ см}^{3-n}$	$B_2 \text{ см}^{3-n}$	n	$B_1 \text{ см}^{3-n}$	$B_2 \text{ см}^{3-n}$
3,1	$3,5 \cdot 10^1$	$3,4 \cdot 10^1$	4,6	$1,8 \cdot 10^8$	$1,0 \cdot 10^8$
3,2	$9,2 \cdot 10^1$	$8,4 \cdot 10^1$	4,7	$5,4 \cdot 10^8$	$2,8 \cdot 10^8$
3,3	$2,5 \cdot 10^2$	$2,1 \cdot 10^2$	4,8	$1,6 \cdot 10^9$	$8,1 \cdot 10^8$
3,4	$6,5 \cdot 10^2$	$5,4 \cdot 10^2$	4,9	$5,0 \cdot 10^9$	$2,6 \cdot 10^9$
3,5	$1,7 \cdot 10^3$	$1,4 \cdot 10^3$	5,0	$1,5 \cdot 10^{10}$	$7,2 \cdot 10^9$
3,6	$4,7 \cdot 10^3$	$3,8 \cdot 10^3$	5,1	$4,5 \cdot 10^{10}$	$2,1 \cdot 10^{10}$
3,7	$1,3 \cdot 10^4$	$1,0 \cdot 10^4$	5,2	$1,4 \cdot 10^{11}$	$6,5 \cdot 10^{10}$
3,8	$3,6 \cdot 10^4$	$2,6 \cdot 10^4$	5,3	$4,4 \cdot 10^{11}$	$1,9 \cdot 10^{11}$
3,9	$1,0 \cdot 10^5$	$7,0 \cdot 10^4$	5,4	$1,4 \cdot 10^{12}$	$5,6 \cdot 10^{11}$
4,0	$2,8 \cdot 10^5$	$2,0 \cdot 10^5$	5,5	$4,4 \cdot 10^{12}$	$1,8 \cdot 10^{12}$
4,1	$8,1 \cdot 10^5$	$5,6 \cdot 10^5$	5,6	$1,4 \cdot 10^{13}$	$5,6 \cdot 10^{12}$
4,2	$2,3 \cdot 10^6$	$1,6 \cdot 10^6$	5,7	$4,7 \cdot 10^{13}$	$1,8 \cdot 10^{13}$
4,3	$6,8 \cdot 10^6$	$4,5 \cdot 10^6$	5,8	$1,6 \cdot 10^{14}$	$5,6 \cdot 10^{13}$
4,4	$2,0 \cdot 10^7$	$1,2 \cdot 10^7$	5,9	$5,2 \cdot 10^{14}$	$1,8 \cdot 10^{14}$
4,5	$6,0 \cdot 10^7$	$3,5 \cdot 10^7$	6,0	$1,7 \cdot 10^{15}$	$5,8 \cdot 10^{14}$

табл. 5, значения B_1 и B_2 быстро возрастают с ростом n . Чтобы оценить погрешность величины B в зависимости от погрешности n , воспользуемся табл. 5. Полагая $n=4$ и $\Delta(n)=0,2$, будем иметь

$$\delta(B_1) = \frac{(8,1 \cdot 10^5 - 1,0 \cdot 10^5) \cdot 100}{8,1 \cdot 10^5} = 99\%,$$

где $\delta(B_1)$ — относительная погрешность величины B_1 .

Относительная погрешность величины c , согласно (13), будет равна

$$\delta(c) = \delta(\delta_\lambda) + \delta(B). \quad (15)$$

Полагая, что $\delta(\delta_\lambda) = 4\%$, получим $\delta(c) = 4\% + 99\% = 103\%$. Приведенные оценки показывают, что параметр c измеряется со значительно большей погрешностью, чем параметр n .

По существующей классификации [6] естественные аэрозоли делятся на три группы: частицы Айткена ($r < 0,1$ мкм), большие частицы ($0,1 \leq r \leq 1,0$ мкм) и гигантские частицы ($r > 1,0$ мкм). Явление дымки в атмосфере обусловлено в основном большими частицами, поэтому прозрачность и видимость вне облаков и тумана тесно связаны с наличием больших аэрозольных частиц.

Зная параметры n и c , можно с помощью уравнения (4) грубо оценить общее количество больших или гигантских частиц в вертикальном столбе атмосферы с единичным сечением. Разделяя переменные в (4) и интегрируя, получим

$$\int_{N_1}^{N_2} dN = c \int_{r_1}^{r_2} r^{-n} dr, \quad (16)$$

откуда

$$N_{1,2} = N_2 - N_1 = \frac{c}{n-1} (r_1^{1-n} - r_2^{1-n}), \quad (17)$$

где $0 < r_1 < r_2$, а $N_{1,2}$ — общее число частиц, радиус которых r лежит в интервале $r_1 \leq r \leq r_2$.

Полагая $r_1 = 0,1$ мкм $= 10^{-5}$ см, $r_2 = 1$ мкм $= 10^{-4}$ см, из уравнения (17) получим общее число больших частиц N_B в вертикальном столбе атмосферы сечением 1 см²

$$N_B = \frac{c}{n-1} \cdot 10^{5(n-1)}. \quad (18)$$

При выводе (18) мы пренебрегли 0,001 по сравнению с 1.

Аналогично, полагая $r_1 = 10^{-4}$ см, $r_2 = 10^{-3}$ см, из уравнения (17) получим, что число гигантских частиц

$$N_\Gamma = \frac{c}{n-1} \cdot 10^{4(n-1)}. \quad (19)$$

Отношение числа больших частиц к числу гигантских частиц, согласно выражениям (18) и (19), равно

$$\frac{N_B}{N_\Gamma} = 10^{n-1}. \quad (20)$$

Размерность величин $N_{1,2}$, N_B и N_Γ с учетом размерности величин c и r равна см⁻².

Относительная погрешность N_B из (18) выражается формулой

$$\delta(N_B) = \delta(c) + \frac{\Delta(n)}{n-1} + \frac{5n-6}{10} \Delta(n). \quad (21)$$

Подстановка средних значений величин $\delta(c)$, n и $\Delta(n)$ в (21) дает

$$\delta(N_B) = 103\% + 7\% + 28\% = 138\%.$$

Для проверки предположения, что в вертикальном столбе атмосферы существует юнговское распределение аэрозольных частиц по размерам

(4), использовались два способа. Первый способ заключается в одновременном измерении параметра n разными парами длин волн и сравнении полученных результатов. Ввиду того что n измеряется со сравнительно небольшой погрешностью и не зависит от вещества аэрозоля, совпадение различных значений n в пределах погрешности указывает на то, что в атмосфере в момент измерений существует распределение Юнге (4) по крайней мере в области больших частиц. Второй способ заключается в том, что сначала с помощью одной пары длин волн определяются параметры n и B , а затем по формуле (8) рассчитывается величина δ_λ в области $350 < \lambda < 650$ нм. Совпадение рассчитанных значений δ_λ с измеренными значениями этой величины в пяти участках спектра в пределах погрешности будет свидетельствовать о наличии в атмосфере распределения частиц типа (4). При этом следует использовать различные значения показателя преломления m при расчете величины B по формулам (14) и (9) (например, $m=1,33$ и $m=1,50$). Второй способ ввиду большой погрешности величины B может дать лишь грубое представление о наличии или отсутствии в атмосфере распределения Юнге, а также, возможно, некоторое суждение о веществе аэрозоля (жидкие или твердые частицы в зависимости от показателя m , при котором рассчитанные значения δ_λ наилучшим образом совпадают с измеренными значениями).

§ 2. Некоторые результаты измерений оптических характеристик атмосферного аэрозоля

Наблюдения за атмосферным аэрозолем были организованы в 1967 г. на базах ГГО в Воейково и Карадаге, а также в Душанбе, Большой Елани (Южно-Сахалинск), Куйбышеве и Мурманске. Аэрозольные наблюдения в Воейково проводились озонometрами М-83 № 24Р и № 3Р. В озонometр № 3Р было вставлено восемь светофильтров, характеристики которых указаны в табл. 1. Озонometр № 24Р и озонometры на других станциях имели для аэрозольных наблюдений светофильтры с длинами волн в максимуме пропускания $\lambda_1=369$ нм и $\lambda_2=530$ нм.

В качестве примера расчета величин δ_{λ_1} , δ_{λ_2} , n , c , N_B , $\frac{N_B}{N_\Gamma}$, произведенного по формулам (2), (11), (13), (18) и (20), приводится табл. 6. Измерения производились в Воейково, причем облачность в районе солнца в это время отсутствовала.

Для сравнения аэрозольных данных, измеренных в одном и том же месте и в одно и то же время двумя приборами М-83, приводится табл. 7, в которой помещены результаты параллельных измерений величин δ_{λ_1} , δ_{λ_2} , n , N_B приборами № 28Р и № 13Р в Карадаге за 25, 26, 27 и 28 августа 1967 г.

Как видно из табл. 6, отклонения отдельных и средних за день значений δ_{λ_1} , δ_{λ_2} , n и N_B , полученных разными приборами в одно и то же время, лежат в основном в пределах ошибок величин, указанных выше.

В табл. 8 помещены средние за день значения величин δ_{λ_1} , δ_{λ_2} , n и N_B , полученные в результате наблюдений в Карадаге, Большой Елани, Мурманске, Куйбышеве и Душанбе. Из табл. 8 следует, что среднее значение параметра n близко к четырем. Значение n колеблется в основном от трех до пяти. В отличие от всех других станций, в Душанбе параметр n близок к трем. В этом случае ($n=3$) из формулы (8) следует,

Пример расчета величин δ_{λ_1} , δ_{λ_2} , n , c , N_B и $\frac{N_B}{N_r}$.

Воейково, 4 июля 1967 г. Озонометр М-83 № 24Р

$\lambda_1=369$ нм, $\lambda_2=530$ нм

Московское время, час., мин.	Высота солнца, град.	δ_{λ_1}	δ_{λ_2}	n	c см ⁿ⁻³	N_B см ⁻²	$\frac{N_B}{N_r}$
10 30	44,9	0,105	0,070	4,1	$1,3 \cdot 10^{-7}$	$1,3 \cdot 10^8$	$1,3 \cdot 10^3$
10 35	45,3	0,092	0,063	4,0	$3,2 \cdot 10^{-7}$	$1,1 \cdot 10^8$	$1,0 \cdot 10^3$
10 55	46,9	0,085	0,059	4,0	$3,0 \cdot 10^{-7}$	$1,0 \cdot 10^8$	$1,0 \cdot 10^3$
11 00	47,4	0,081	0,053	4,2	$3,2 \cdot 10^{-8}$	$1,0 \cdot 10^8$	$1,6 \cdot 10^3$
11 05	47,9	0,091	0,061	4,1	$1,1 \cdot 10^{-7}$	$1,1 \cdot 10^8$	$1,3 \cdot 10^3$
11 25	49,3	0,083	0,056	4,1	$1,0 \cdot 10^{-7}$	$1,0 \cdot 10^8$	$1,3 \cdot 10^3$
11 35	49,9	0,078	0,057	3,8	$2,0 \cdot 10^{-6}$	$0,7 \cdot 10^8$	$0,6 \cdot 10^3$
11 50	51,2	0,116	0,075	4,2	$4,6 \cdot 10^{-8}$	$1,5 \cdot 10^8$	$1,6 \cdot 10^3$
12 00	51,3	0,101	0,067	4,1	$1,2 \cdot 10^{-7}$	$1,2 \cdot 10^8$	$1,3 \cdot 10^3$
Среднее		0,092	0,062	4,1	$3,5 \cdot 10^{-7}$	$1,1 \cdot 10^8$	$1,2 \cdot 10^3$

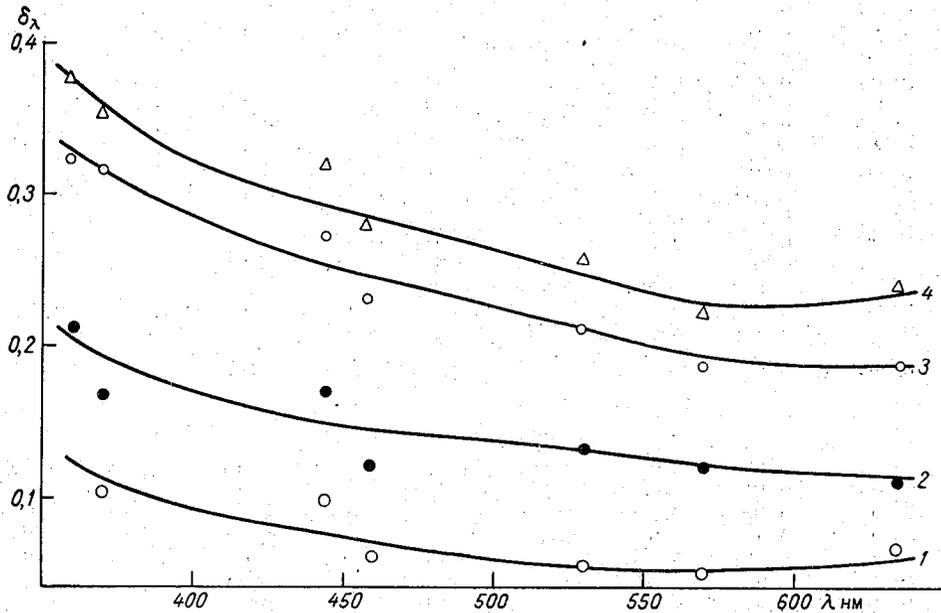


Рис. 3. Оптическая толщина аэрозоля δ_λ в зависимости от длины волны λ . Озонометр М-83 № 3Р, Воейково, 1967 г.

1) 1—14 сентября, 12 час. 5 мин.; 2) 2—14 сентября, 10 час. 5 мин.; 3) 3—6 сентября, 11 час. 5 мин.; 4) 4—6 сентября, 12 час. 5 мин.

что оптическая толщина аэрозоля не зависит от длины волны. Возможно, это означает, что в относительно сухой атмосфере Средней Азии, являющейся центральной частью самого большого Евразийского материка, оптически активный аэрозоль образуется сравнительно крупными и сухими пылевыми частицами.

Из наблюдений в Карадаге (табл. 8) следует, что с июля по ноябрь происходит уменьшение оптической толщины аэрозоля δ_λ в обоих участках спектра ($\lambda_1=369$ нм и $\lambda_2=530$ нм) в среднем в три раза.

Таблица 7

Значения δ_{λ_1} , δ_{λ_2} , n , N_B по приборам М-83 № 28Р и № 13Р. Карадаг, 1967.
 $\lambda_1=369$ нм, $\lambda_2=530$ нм

Московское время, час., мин.	Прибор М-83 № 28Р				Прибор М-83 № 13Р			
	δ_{λ_1}	δ_{λ_2}	n	N_B	δ_{λ_1}	δ_{λ_2}	n	N_B
25 августа								
7 55	0,182	0,108	4,5	$2,7 \cdot 10^8$	0,147	0,069	5,1	$2,4 \cdot 10^8$
8 00	0,164	0,099	4,4	$2,3 \cdot 10^8$	0,146	0,069	5,0	$2,4 \cdot 10^8$
8 05	0,172	0,101	4,5	$2,6 \cdot 10^8$	0,148	0,074	4,9	$2,4 \cdot 10^8$
8 55	0,168	0,105	4,3	$2,2 \cdot 10^8$	0,127	0,064	4,9	$2,0 \cdot 10^8$
9 00	0,183	0,120	4,2	$2,3 \cdot 10^8$	0,152	0,083	4,7	$2,3 \cdot 10^8$
9 05	0,173	0,103	4,5	$2,6 \cdot 10^8$	0,146	0,076	4,8	$2,3 \cdot 10^8$
9 55	0,215	0,141	4,1	$2,7 \cdot 10^8$	0,215	0,134	4,3	$2,9 \cdot 10^8$
10 00	0,238	0,190	3,6	$1,9 \cdot 10^8$	0,246	0,184	3,8	$2,3 \cdot 10^8$
10 05	0,267	0,205	3,7	$2,2 \cdot 10^8$	0,253	0,180	3,9	$2,5 \cdot 10^8$
10 55	0,257	0,169	4,1	$3,2 \cdot 10^8$	0,325	0,230	3,9	$3,3 \cdot 10^8$
11 00	0,257	0,194	3,7	$2,1 \cdot 10^8$	0,291	0,194	4,1	$3,6 \cdot 10^8$
11 55	0,240	0,157	4,2	$3,0 \cdot 10^8$	0,296	0,180	4,4	$4,1 \cdot 10^8$
12 00	0,265	0,155	4,5	$4,0 \cdot 10^8$	0,330	0,196	4,5	$5,0 \cdot 10^8$
12 05	0,222	0,130	4,5	$3,3 \cdot 10^8$	0,280	0,171	4,4	$3,8 \cdot 10^8$
14 05	0,276	0,155	4,6	$3,9 \cdot 10^8$	0,331	0,186	4,6	$4,7 \cdot 10^8$
14 58	0,232	0,128	4,6	$3,3 \cdot 10^8$	0,283	0,177	4,3	$5,4 \cdot 10^8$
15 55	0,217	0,118	4,7	$3,3 \cdot 10^8$	0,235	0,136	4,6	$3,3 \cdot 10^8$
16 00	0,211	0,125	4,5	$3,2 \cdot 10^8$	0,236	0,143	4,4	$3,2 \cdot 10^8$
16 05	0,200	0,111	4,6	$3,1 \cdot 10^8$	0,240	0,140	4,5	$3,6 \cdot 10^8$
16 55	0,215	0,134	4,3	$2,8 \cdot 10^8$	0,220	0,125	4,6	$3,3 \cdot 10^8$
17 00	0,215	0,119	4,6	$3,1 \cdot 10^8$	0,215	0,120	4,6	$3,1 \cdot 10^8$
17 05	0,207	0,119	4,6	$3,1 \cdot 10^8$	0,223	0,131	4,5	$3,3 \cdot 10^8$
17 25	0,197	0,113	4,6	$2,8 \cdot 10^8$	0,198	0,103	4,8	$3,2 \cdot 10^8$
17 30	0,202	0,118	4,5	$3,1 \cdot 10^8$	0,203	0,111	4,7	$3,1 \cdot 10^8$
17 37	0,204	0,120	4,5	$3,1 \cdot 10^8$	0,221	0,127	4,7	$3,3 \cdot 10^8$
Среднее	0,215	0,133	4,4	$2,9 \cdot 10^8$	0,229	0,136	4,5	$3,2 \cdot 10^8$
26 августа								
7 55	0,103	0,057	4,6	$1,5 \cdot 10^8$	0,083	0,036	5,3	$1,3 \cdot 10^8$
8 00	0,103	0,058	4,6	$1,5 \cdot 10^8$	0,088	0,039	5,2	$1,4 \cdot 10^8$
8 05	0,100	0,058	4,5	$1,5 \cdot 10^8$	0,078	0,039	4,9	$1,3 \cdot 10^8$
9 00	0,067	0,035	4,8	$1,0 \cdot 10^8$	0,057	0,024	5,4	$0,9 \cdot 10^8$
9 05	0,074	0,037	4,9	$1,2 \cdot 10^8$	0,063	0,021	6,0	$0,7 \cdot 10^8$
10 05	0,057	0,031	4,7	$0,9 \cdot 10^8$	0,057	0,031	4,7	$0,9 \cdot 10^8$
10 55	0,083	0,041	4,9	$1,4 \cdot 10^8$	0,128	0,079	4,3	$1,7 \cdot 10^8$
11 00	0,085	0,042	4,9	$1,4 \cdot 10^8$	0,124	0,072	4,5	$1,9 \cdot 10^8$
11 05	0,095	0,058	4,4	$1,3 \cdot 10^8$	0,126	0,073	4,6	$1,8 \cdot 10^8$
11 55	0,089	0,056	4,3	$1,1 \cdot 10^8$	0,097	0,072	3,8	$0,9 \cdot 10^8$
12 00	0,091	0,057	4,3	$1,1 \cdot 10^8$	0,124	0,081	4,2	$1,6 \cdot 10^8$
12 05	0,091	0,048	4,8	$1,4 \cdot 10^8$	0,116	0,081	4,0	$1,4 \cdot 10^8$
13 00	0,069	0,041	4,5	$1,1 \cdot 10^8$	0,110	0,082	3,8	$1,0 \cdot 10^8$
13 05	0,078	0,041	4,8	$1,2 \cdot 10^8$	0,135	0,099	3,8	$1,3 \cdot 10^8$
13 55	0,097	0,045	5,1	$1,6 \cdot 10^8$	0,177	0,109	4,3	$1,8 \cdot 10^8$
14 00	0,094	0,045	5,0	$1,3 \cdot 10^8$	0,158	0,123	3,7	$1,3 \cdot 10^8$
14 05	0,069	0,044	4,2	$0,9 \cdot 10^8$	0,147	0,122	3,5	$1,1 \cdot 10^8$
15 55	0,143	0,081	4,6	$2,1 \cdot 10^8$	0,153	0,092	4,4	$2,2 \cdot 10^8$
16 00	0,123	0,066	4,7	$1,9 \cdot 10^8$	0,140	0,084	4,4	$2,0 \cdot 10^8$
16 05	0,123	0,064	4,8	$1,9 \cdot 10^8$	0,145	0,082	4,6	$2,1 \cdot 10^8$
Среднее	0,092	0,050	4,7	$1,4 \cdot 10^8$	0,115	0,072	4,5	$1,4 \cdot 10^8$

Московское время час., мин.	Прибор М-83 № 28Р				Прибор М-83 № 13Р			
	δ_{λ_1}	δ_{λ_2}	n	N_B	δ_{λ_1}	δ_{λ_2}	n	N_B

27 августа

7 55	0,146	0,090	4,3	$1,9 \cdot 10^8$	0,128	0,078	4,4	$1,8 \cdot 10^8$
8 00	0,148	0,097	4,2	$1,8 \cdot 10^8$	0,137	0,090	4,1	$1,6 \cdot 10^8$
8 05	0,138	0,098	3,9	$1,4 \cdot 10^8$	0,130	0,079	4,4	$1,8 \cdot 10^8$
8 55	0,130	0,089	4,0	$1,5 \cdot 10^8$	0,115	0,069	4,4	$1,6 \cdot 10^8$
9 00	0,132	0,092	4,0	$1,6 \cdot 10^8$	0,122	0,076	4,3	$1,6 \cdot 10^8$
9 05	0,137	0,096	4,0	$1,6 \cdot 10^8$	0,120	0,080	4,1	$1,4 \cdot 10^8$
9 55	0,133	0,094	3,9	$1,3 \cdot 10^8$	0,114	0,074	4,2	$1,4 \cdot 10^8$
10 00	0,118	0,082	4,0	$1,4 \cdot 10^8$	0,131	0,096	3,8	$1,2 \cdot 10^8$
10 05	0,129	0,091	3,9	$1,3 \cdot 10^8$	0,122	0,098	3,6	$1,0 \cdot 10^8$
11 55	0,105	0,072	4,0	$1,3 \cdot 10^8$	0,130	0,096	3,8	$1,2 \cdot 10^8$
12 00	0,097	0,072	3,8	$0,9 \cdot 10^8$	0,130	0,104	3,6	$1,0 \cdot 10^8$
12 05	0,097	0,064	4,1	$1,2 \cdot 10^8$	0,130	0,096	3,8	$1,2 \cdot 10^8$
12 55	0,078	0,049	4,3	$1,0 \cdot 10^8$	0,121	0,099	3,5	$0,9 \cdot 10^8$
13 00	0,076	0,057	3,8	$0,7 \cdot 10^8$	0,140	0,114	3,5	$1,0 \cdot 10^8$
13 05	0,083	0,057	4,0	$1,0 \cdot 10^8$	0,149	0,122	3,5	$1,1 \cdot 10^8$
14 00	0,095	0,076	3,6	$0,8 \cdot 10^8$	0,150	0,123	3,5	$1,1 \cdot 10^8$
14 55	0,183	0,147	3,6	$1,5 \cdot 10^8$	0,241	0,184	3,7	$2,0 \cdot 10^8$
15 00	0,190	0,144	3,7	$1,6 \cdot 10^8$	0,245	0,193	3,6	$2,0 \cdot 10^8$
Среднее	0,123	0,087	4,0	$1,3 \cdot 10^8$	0,142	0,104	3,9	$1,4 \cdot 10^8$

28 августа

7 55	0,150	0,114	3,7	$1,3 \cdot 10^8$	0,125	0,093	3,8	$1,2 \cdot 10^8$
8 00	0,147	0,114	3,7	$1,2 \cdot 10^8$	0,137	0,099	3,9	$1,3 \cdot 10^8$
8 05	0,146	0,108	3,8	$1,4 \cdot 10^8$	0,124	0,094	3,7	$1,0 \cdot 10^8$
8 55	0,108	0,078	3,9	$1,1 \cdot 10^8$	0,103	0,073	3,9	$1,0 \cdot 10^8$
9 00	0,106	0,083	3,7	$0,9 \cdot 10^8$	0,107	0,071	4,1	$1,3 \cdot 10^8$
9 05	0,113	0,079	4,0	$1,3 \cdot 10^8$	0,108	0,084	3,7	$0,9 \cdot 10^8$
9 55	0,111	0,080	3,9	$1,1 \cdot 10^8$	0,098	0,067	4,0	$1,2 \cdot 10^8$
10 00	0,108	0,081	3,8	$1,0 \cdot 10^8$	0,109	0,082	3,8	$1,0 \cdot 10^8$
10 05	0,113	0,083	3,8	$1,1 \cdot 10^8$	0,114	0,083	3,8	$1,1 \cdot 10^8$
10 55	0,096	0,055	4,6	$1,4 \cdot 10^8$	0,096	0,070	3,8	$0,9 \cdot 10^8$
11 00	0,084	0,056	4,1	$1,0 \cdot 10^8$	0,114	0,094	3,5	$0,8 \cdot 10^8$
12 00	0,074	0,055	3,8	$0,7 \cdot 10^8$	0,130	0,104	3,6	$1,0 \cdot 10^8$
12 05	0,074	0,055	3,8	$0,7 \cdot 10^8$	0,097	0,080	3,5	$0,7 \cdot 10^8$
12 55	0,058	0,040	4,0	$0,7 \cdot 10^8$	0,059	0,032	4,7	$0,9 \cdot 10^8$
13 00	0,058	0,040	4,0	$0,7 \cdot 10^8$	0,067	0,048	3,9	$0,9 \cdot 10^8$
13 55	0,040	0,021	4,8	$0,6 \cdot 10^8$	0,024	0,013	4,7	$0,4 \cdot 10^8$
14 00	0,037	0,020	4,7	$0,6 \cdot 10^8$	0,038	0,028	3,8	$0,3 \cdot 10^8$
14 05	0,035	0,020	4,6	$0,5 \cdot 10^8$	0,051	0,035	4,0	$0,6 \cdot 10^8$
15 55	0,070	0,043	4,4	$1,0 \cdot 10^8$	0,071	0,043	4,4	$1,0 \cdot 10^8$
16 00	0,077	0,048	4,3	$1,0 \cdot 10^8$	0,089	0,058	4,2	$1,1 \cdot 10^8$
16 05	0,083	0,057	4,0	$1,0 \cdot 10^8$	0,089	0,057	4,2	$1,1 \cdot 10^8$
16 57	0,123	0,079	4,2	$1,5 \cdot 10^8$	0,128	0,079	4,3	$1,7 \cdot 10^8$
17 00	0,120	0,080	4,1	$1,4 \cdot 10^8$	0,118	0,077	4,2	$1,5 \cdot 10^8$
17 05	0,136	0,095	4,0	$1,6 \cdot 10^8$	0,128	0,084	4,1	$1,5 \cdot 10^8$
17 27	0,138	0,089	4,2	$1,7 \cdot 10^8$	0,124	0,072	4,5	$1,9 \cdot 10^8$
17 30	0,133	0,088	4,1	$1,6 \cdot 10^8$	0,116	0,071	4,4	$1,6 \cdot 10^8$
17 35	0,121	0,081	4,1	$1,5 \cdot 10^8$	0,116	0,069	4,5	$1,8 \cdot 10^8$
Среднее	0,098	0,068	4,1	$1,1 \cdot 10^8$	0,099	0,069	4,0	$1,1 \cdot 10^8$

Таблица 8

Средние за день оптическая толщина аэрозоля δ_{λ_1} , δ_{λ_2} , параметр n
и число больших частиц N_B в вертикальном столбе атмосферы сечением 1 см^2 , 1967 г.
 $\lambda_1=369 \text{ нм}$, $\lambda_2=530 \text{ нм}$

Дата	δ_{λ_1}	δ_{λ_2}	n	$N_B \text{ см}^{-2}$	Дата	δ_{λ_1}	δ_{λ_2}	n	$N_B \text{ см}^{-2}$
Карадаг					Сентябрь				
Июль									
11	0,329	0,208	4,3	4,8 · 10 ⁸	1	0,110	0,074	4,2	1,3 · 10 ⁸
12	0,351	0,223	4,3	4,8 · 10 ⁸	2	0,304	0,219	3,9	3,1 · 10 ⁸
13	0,440	0,302	3,9	—	3	0,177	0,116	4,2	2,2 · 10 ⁸
15	0,328	0,187	4,2	4,2 · 10 ⁸	4	0,095	0,060	4,4	1,3 · 10 ⁸
16	0,189	0,131	4,0	2,1 · 10 ⁸	5	0,128	0,089	4,2	1,5 · 10 ⁸
17	0,433	0,311	3,9	4,1 · 10 ⁸	6	0,189	0,133	4,2	2,6 · 10 ⁸
18	0,211	0,148	3,9	2,3 · 10 ⁸	7	0,055	0,052	3,1	0,7 · 10 ⁸
20	0,111	0,078	3,9	3,3 · 10 ⁸	8	0,105	0,060	4,7	1,4 · 10 ⁸
21	0,108	0,091	3,4	3,2 · 10 ⁸	9	0,058	0,036	4,6	0,8 · 10 ⁸
22	0,070	0,062	3,3	0,8 · 10 ⁸	10	0,077	0,054	4,1	0,9 · 10 ⁸
23	0,148	0,103	4,0	2,0 · 10 ⁸	11	0,061	0,026	4,4	1,0 · 10 ⁸
24	0,145	0,100	4,0	2,3 · 10 ⁸	12	0,039	0,034	3,6	—
25	0,259	0,161	4,3	3,4 · 10 ⁸	13	0,032	0,017	4,5	0,9 · 10 ⁸
27	0,182	0,110	4,4	2,7 · 10 ⁸	15	0,101	0,059	4,7	1,4 · 10 ⁸
30	0,295	0,176	4,4	4,0 · 10 ⁸	16	0,057	0,028	4,7	1,2 · 10 ⁸
Среднее	0,240	0,159	4,0	3,1 · 10 ⁸	17	0,237	0,178	3,8	2,2 · 10 ⁸
Август					20	0,021	0,011	4,3	0,5 · 10 ⁸
1	0,256	0,171	4,1	3,0 · 10 ⁸	21	0,169	0,114	4,3	2,0 · 10 ⁸
2	0,305	0,204	4,1	3,6 · 10 ⁸	22	0,034	0,019	5,1	0,7 · 10 ⁸
3	0,214	0,158	3,9	2,3 · 10 ⁸	23	0,030	0,018	4,9	0,8 · 10 ⁸
4	0,368	0,247	4,1	4,3 · 10 ⁸	24	0,010	0,013	5,3	0,6 · 10 ⁸
5	0,285	0,190	4,1	3,4 · 10 ⁸	26	0,224	0,144	4,3	2,9 · 10 ⁸
6	0,323	0,296	4,0	3,7 · 10 ⁸	27	0,272	0,184	4,1	3,2 · 10 ⁸
7	0,283	0,206	4,0	2,8 · 10 ⁸	28	0,095	0,044	5,0	1,6 · 10 ⁸
8	0,303	0,196	4,2	3,9 · 10 ⁸	30	0,063	0,030	4,7	1,1 · 10 ⁸
9	0,304	0,194	4,2	3,9 · 10 ⁸	Среднее	0,110	0,073	4,4	1,5 · 10 ⁸
10	0,374	0,234	4,2	4,3 · 10 ⁸	Октябрь				
11	0,134	0,090	4,0	1,6 · 10 ⁸	1	0,131	0,081	4,4	1,7 · 10 ⁸
12	0,197	0,130	4,1	2,4 · 10 ⁸	2	0,113	0,065	4,6	1,6 · 10 ⁸
13	0,112	0,081	3,9	1,1 · 10 ⁸	3	0,039	0,026	5,0	1,1 · 10 ⁸
15	0,109	0,075	4,0	1,2 · 10 ⁸	4	0,105	0,064	4,4	1,4 · 10 ⁸
16	0,185	0,152	3,7	1,6 · 10 ⁸	5	0,108	0,067	4,4	1,4 · 10 ⁸
17	0,174	0,117	4,2	2,1 · 10 ⁸	6	0,034	0,025	4,5	0,6 · 10 ⁸
19	0,177	0,126	3,9	2,7 · 10 ⁸	7	0,089	0,062	4,3	0,9 · 10 ⁸
21	0,264	0,174	4,2	3,2 · 10 ⁸	8	0,050	0,026	4,6	0,8 · 10 ⁸
23	0,146	0,104	3,9	1,6 · 10 ⁸	10	0,178	0,115	4,3	2,3 · 10 ⁸
24	0,023	0,015	4,3	0,3 · 10 ⁸	11	0,054	0,026	4,9	0,9 · 10 ⁸
25	0,212	0,131	4,3	2,8 · 10 ⁸	13	0,001	0,000	—	—
26	0,097	0,053	4,7	1,7 · 10 ⁸	14	0,000	0,000	—	—
27	0,126	0,088	4,0	1,4 · 10 ⁸	15	0,012	0,002	5,1	0,4 · 10 ⁸
28	0,090	0,061	4,1	1,1 · 10 ⁸	16	0,084	0,038	5,1	1,4 · 10 ⁸
29	0,339	0,245	3,9	3,5 · 10 ⁸	17	0,039	0,012	5,0	0,8 · 10 ⁸
30	0,060	0,034	4,6	0,9 · 10 ⁸	18	0,060	0,031	4,6	1,1 · 10 ⁸
31	0,055	0,021	5,5	0,9 · 10 ⁸	19	0,033	0,012	5,1	0,7 · 10 ⁸
Среднее	0,204	0,140	4,2	2,4 · 10 ⁸	21	0,077	0,033	5,2	1,2 · 10 ⁸
					22	0,000	0,000	—	—
					23	0,001	0,000	—	—
					24	0,010	0,005	4,5	0,7 · 10 ⁸
					25	0,054	0,028	4,8	0,8 · 10 ⁸
					26	0,078	0,045	4,4	1,1 · 10 ⁸

Дата	δ_{λ_1}	δ_{λ_2}	n	$N_B \text{ см}^{-2}$	Дата	δ_{λ_1}	δ_{λ_2}	n	$N_B \text{ см}^{-2}$
27	0,145	0,106	3,8	$1,4 \cdot 10^8$	Мурманск				
29	0,051	0,035	4,1	$0,6 \cdot 10^8$	Сентябрь				
30	0,056	0,038	4,3	$0,7 \cdot 10^8$	4	0,155	0,127	3,4	$1,5 \cdot 10^8$
Среднее	0,062	0,036	4,6	$1,1 \cdot 10^8$	6	0,046	0,020	4,8	$2,1 \cdot 10^8$
Ноябрь					7	0,050	0,026	4,6	$1,4 \cdot 10^8$
1	0,039	0,035	3,1	$0,4 \cdot 10^8$	10	0,032	0,026	4,2	$0,5 \cdot 10^8$
2	0,008	0,003	4,7	$0,4 \cdot 10^8$	12	0,029	0,012	4,7	$2,7 \cdot 10^8$
3	0,075	0,067	3,4	$0,4 \cdot 10^8$	24	0,132	0,075	4,6	$1,8 \cdot 10^8$
5	0,015	0,013	3,7	$0,4 \cdot 10^8$	Среднее	0,074	0,048	4,4	$1,7 \cdot 10^8$
14	0,053	0,020	5,6	$0,7 \cdot 10^8$	Куйбышев				
15	0,076	0,045	4,4	$1,2 \cdot 10^8$	Август				
17	0,079	0,047	4,6	$1,1 \cdot 10^8$	2	0,232	0,134	4,6	$2,6 \cdot 10^8$
20	0,182	0,163	3,4	$1,4 \cdot 10^8$	3	0,284	0,183	4,3	$3,4 \cdot 10^8$
22	0,014	0,008	2,8	$0,1 \cdot 10^8$	4	0,377	0,275	3,7	$3,1 \cdot 10^8$
29	0,168	0,122	4,0	$1,8 \cdot 10^8$	Среднее	0,298	0,197	4,2	$3,0 \cdot 10^8$
Среднее	0,071	0,052	4,0	$0,8 \cdot 10^8$	Душанбе				
Большая Елань					Август				
Октябрь					20	0,495	0,524	2,9	
4	0,067	0,030	5,0	$10,6 \cdot 10^7$	21	0,538	0,554	3,0	
5	0,046	0,020	5,2	$7,9 \cdot 10^7$	22	0,548	0,562	3,0	
6	0,038	0,029	4,1	$5,8 \cdot 10^7$	24	0,438	0,433	3,1	
7	0,008	0,010	3,6	$1,6 \cdot 10^7$	25	0,595	0,612	3,0	
8	0,040	0,030	4,0	$6,6 \cdot 10^7$	26	0,670	0,680	3,0	
9	0,109	0,056	4,8	$17,0 \cdot 10^7$	27	0,598	0,608	3,0	
10	0,243	0,126	4,9	$37,0 \cdot 10^7$	28	0,535	0,526	3,0	
11	0,171	0,093	4,8	$25,2 \cdot 10^7$	30	0,466	0,491	2,9	
12	0,245	0,211	3,4	$17,7 \cdot 10^7$	31	0,438	0,445	2,9	
25	0,021	0,007	5,6	$3,0 \cdot 10^7$	Среднее	0,532	0,544	3,0	
30	0,038	0,029	4,4	$5,1 \cdot 10^7$	Сентябрь				
Среднее	0,075	0,055	4,5	$12,5 \cdot 10^7$	1	0,448	0,468	2,9	
Ноябрь					2	0,463	0,470	3,0	
1	0,041	0,045	3,3	$3,7 \cdot 10^7$	3	0,433	0,451	2,9	
3	0,033	0,034	3,3	$2,8 \cdot 10^7$	4	0,454	0,461	2,9	
4	0,037	0,033	3,7	$4,1 \cdot 10^7$	19	0,381	0,392	3,0	
5	0,125	0,132	3,7	$5,3 \cdot 10^7$	20	0,433	0,457	2,9	
6	0,064	0,048	3,8	$6,3 \cdot 10^7$	21	0,369	0,389	2,9	
7	0,066	0,048	4,4	$7,2 \cdot 10^7$	22	0,519	0,558	2,8	
8	0,057	0,056	3,1	$4,3 \cdot 10^7$	23	0,339	0,359	2,9	
9	0,035	0,044	3,0	$2,5 \cdot 10^7$	24	0,277	0,296	2,8	
11	0,056	0,091	2,6	—	25	0,411	0,427	2,9	
14	0,019	0,016	3,5	$1,8 \cdot 10^7$	27	0,255	0,271	2,9	
26	0,042	0,039	3,4	$3,7 \cdot 10^7$	28	0,287	0,305	2,9	
27	0,085	0,076	3,7	$9,6 \cdot 10^7$	29	0,279	0,294	2,9	
28	0,032	0,031	3,4	$5,0 \cdot 10^7$	30	0,238	0,243	3,0	
Среднее	0,053	0,053	3,5	$4,7 \cdot 10^7$	Среднее	0,372	0,389	2,9	

Примерно во столько же раз уменьшается за этот период количество больших частиц N_B в вертикальном столбе атмосферы единичного сечения. Ранее [1] нами отмечалось, что в Воейково оптическая толщина аэрозоля в ультрафиолетовой и видимой областях спектра заметно увеличивается от зимы к лету.

В качестве одного из результатов исследования была получена зависимость оптической толщины аэрозоля от длины волны.

На всех станциях (за исключением Душанбе), как правило, наблюдается уменьшение оптической толщины аэрозоля δ_λ с увеличением длины волны (табл. 8). Это может означать, что на этих станциях аэрозольные частицы имеют сравнительно небольшие размеры и в основном являются либо ядрами конденсации с водяной оболочкой, либо каплями воды.

На рис. 3 показан ход оптической толщины аэрозоля δ_λ с изменением λ , полученный в Воейково в сентябре 1967 г. Как видно из рис. 3, оптическая толщина аэрозоля в области 350—550 нм уменьшается с увеличением длины волны. В ряде случаев наблюдается небольшое увеличение оптической толщины аэрозоля в области 550—650 нм с увеличением длины волны. Однако это увеличение лишь незначительно превосходит пределы погрешностей измерений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гуцин Г. П. Исследование атмосферного озона. Гидрометеиздат, Л., 1963.
2. Гуцин Г. П. Озонометр. Авторское свидетельство № 160877 от 14 июня 1962 г. Бюллетень изобретений и товарных знаков, № 5, 1964.
3. Данные об общем содержании атмосферного озона по станциям СССР (материалы МГСС за 1964—1965 гг.). Под ред. Г. П. Гуцина. Гидрометеиздат, Л., 1967.
4. Кондратьев К. Я. Актинометрия. Гидрометеиздат, Л., 1965.
5. Фихтенгольц Г. М. Курс дифференциального и интегрального исчисления, т. II. «Наука», М., 1966.
6. Юнге Х. Химический состав и радиоактивность атмосферы. Перевод с английского. «Мир», М., 1965.
7. Penndorf R. B. New tables of total Mie scattering coefficients. Journ. Opt. Soc. Amer. Vol. 17, No 11, 1957.

ГОРИЗОНТАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ОБЩЕГО СОДЕРЖАНИЯ ОЗОНА В СЕВЕРНОМ ПОЛУШАРИИ

Регулярный сбор данных по общему содержанию атмосферного озона на территории северного полушария стал возможным после создания сети озонметрических станций, начало которому положили Добсон в Оксфорде в 1925 г. и Гётц в Арозе в 1926 г. [12, 13].

По данным Всемирной метеорологической организации [13] в период МГГ (1957—1959 гг.) во всем мире насчитывалась 71 озонметрическая станция, из них 5 находилось на территории СССР. По более полным сведениям к концу периода МГГ в СССР работало 10 озонметрических станций [7]. Согласно [13], 45 станций мировой сети использовали спектрофотометры Добсона; в ряде стран (СССР, Франция, ГДР, Австрия) применялись другие приборы.

Озонметрическая сеть в СССР была создана в течение 1957—1967 гг. [13]; в настоящее время она насчитывает 38 станций. Научно-методическое руководство сетью с начала ее создания и по настоящее время осуществляет Главная геофизическая обсерватория. Все озонметрические станции СССР используют фильтровые озонметры М-83 [5], работают по единой программе и методике [11, 3]. Подробные сведения о приборе М-83 (универсальном озонметре) и его погрешностях приводятся в монографии [3]. Озонметры М-83 используются для измерения озона в Венгрии и были приобретены научно-исследовательскими организациями Румынии, Болгарии и Югославии.

Общее число озонметрических станций во всем мире в настоящее время составляет 135, из них 24 находятся в южном полушарии. В приложении I приводится список всех известных авторам озонметрических станций, из которых несколько заграничных станций в настоящее время, возможно, не работает.

Впервые карты горизонтального распределения общего содержания озона в северном полушарии для четырех сезонов и за год были составлены в 1963 г. Лондоном [14]. Им были использованы почти все имевшиеся тогда довольно ограниченные данные, за период с начала наблюдений до конца 1959 г. В частности, для СССР Лондон использовал данные только пяти станций, что явно недостаточно для столь большой территории суши. В 1967 г. В. А. Бугаев и Л. А. Уранова [2] опубликовали четыре карты среднего горизонтального распределения озона в северном полушарии за январь, апрель, июль и октябрь 1965 г. Данные советских озонметрических станций, которыми они пользовались, впоследствии были уточнены в Главной геофизической обсерватории [9].

В 1966 г. в ГГО были составлены карты среднего горизонтального распределения озона на территории СССР за период МГСС для четырех сезонов и за год. Результаты этой работы были доложены на международном семинаре по атмосферному озону в Потсдаме 26—31 августа 1966 г. [7].

В начале 1967 г. в Главной геофизической обсерватории были составлены первые карты среднего горизонтального распределения озона в северном полушарии в основном по материалам МГСС. Составление этих карт стало практически возможным в результате создания озонметрической сети СССР и получения данных об озоне от ряда других стран.

Для построения карт среднего горизонтального распределения общего содержания озона над северным полушарием в настоящей работе был выбран период 1957—1965 гг., наиболее подробно освещенный наблюдениями. При этом использовались только такие данные озонметрической сети, которые прошли критический просмотр и были опубликованы. Данные советских озонметрических станций за 1957—1963 гг. опубликованы в работах [1, 4, 8] за 1964—1965 гг. — в [9]. В приложении II впервые приводятся данные по общему содержанию озона в Воейково за 1956 г. Данные за первую половину 1957 г. в Воейково приведены в [8].

Нами использовалась сводка средних месячных значений общего содержания озона всего мира, составленная К. Р. Раманатаном за период МГГ (1957—1959 гг.) и разосланная членам Международной комиссии по озону [12]. Данные мировой озонметрической сети за 1960—1965 гг. были опубликованы в [15].

Мировые озонметрические данные, которыми мы пользовались для построения карт, были получены в основном с помощью трех групп приборов: английской (спектрофотометр Добсона), советской (озонметр М-83) и французской (приборы Васси и Расула). В количественном отношении в мировой озонметрической сети преобладают две первые группы приборов. Поэтому большое значение имели внутрисоюзные и международные сравнения приборов этих групп [10, 6].

В 1959 г. сравнения озонметра М-83 со спектрофотометром Добсона, находящимся на базе ГГО в Воейково, показали, что при отсутствии заметной дымки расхождение средних суточных значений общего содержания озона по двум приборам не превосходит 8,5% [10]. Расхождения в показаниях приборов, осредненных за больший срок, часто меньше этой величины. Так, например, в период сравнений средние значения озона за четыре дня одновременных наблюдений по двум приборам в июне 1959 г. различались на 2,6% [10].

В 1960—1962 гг. в Воейково проводились длительные сравнения озонметра М-83 со спектрофотометром Добсона. Результаты этих сравнений приводятся в [3]. В табл. 1 приводятся средние за месяц значения общего содержания озона по двум приборам и величины абсолютных и относительных отклонений данных по озонметру М-83 от данных по спектрофотометру Добсона. В основном эти отклонения меньше 0,020 см и редко превосходят 5%.

Во время международных сравнений в Ташкенте в 1963 г. [6] различие общего содержания озона, измеренного по спектрофотометру Добсона (№ 71, ГДР) и по озонметру М-83 № 11, за четыре дня сравнений составило 4%, а по озонметру М-83 № 11—7,6%.

Для суждения о сравнимости данных озонметрической сети СССР и мировой озонметрической сети проведены сравнения средних годовых значений озона за 1961—1965 гг. на станциях разных стран, расположенных наиболее близко друг к другу. Сравнивались данные следующих станций: Мурманск (СССР) и Тромсё (Норвегия), Владивосток (СССР)

Таблица 1

Результаты сравнения озонметра М-83 № 5 и спектрофотометра Добсона
в Воейково в 1960—1962 гг.

Прибор	VI	VII	VIII	IX	X	III	IV	V
	1960					1961		
Озонметр М-83 № 5	331	351	329	295	277	393	434	347
Спектрофотометр Добсона	350	350	314	297	261	412	418	335
Абсолютное отклонение	19	-1	-15	2	-16	19	-16	-12
Относительное отклонение, %	5,4	-0,3	-4,8	0,7	-6,1	4,6	-3,8	-3,6
	1961					1962		
Озонметр М-83 № 5	318	288	275	238	251	434	343	354
Спектрофотометр Добсона	305	289	289	260	264	418	359	355
Абсолютное отклонение	-13	1	14	22	11	-16	16	1
Относительное отклонение, %	-4,3	0,3	4,9	8,5	4,2	-3,8	4,5	0,3

Примечание. Измерение озона производилось по прямому солнечному свету. Среднее за месяц общее содержание озона и абсолютное отклонение в 10^{-3} см.

и Саппоро (Япония), Киев (СССР) и Бельск (Польша), Орхус (Дания) и Эскаделемюр (Англия). На станциях Мурманск, Владивосток и Киев работали озонметры М-83, на станциях Тромсё, Саппоро, Бельск, Орхус и Эскаделемюр — спектрофотометры Добсона.

Результаты этих сравнений показали, что расхождения (отклонения от среднего арифметического значения) показаний приборов на близлежащих станциях в среднем за год не превосходят 4,9% (табл. 2). Величина отклонения оказалась примерно одинаковой как для однотипных приборов (спектрофотометры Добсона), так и для разнотипных (озонметр М-83 и спектрофотометр Добсона).

Общий вывод, который можно сделать из всех сравнений озонметра М-83 и спектрофотометра Добсона, заключается в том, что средние за день, за месяц и за год данные озонметрических приборов СССР сравнимы с аналогичными данными озонметрических приборов за рубежом.

Учитывая величину расхождений для средних за месяц и за год значений озона, измеренных разными приборами (табл. 1, 2), было решено на средних за месяц и за год картах общего содержания озона проводить изолинии озона через $40 \cdot 10^{-3}$ см. Ввиду неравномерного распределения озонметрических станций по территории северного полушария изолинии озона наносились на карты либо сплошными линиями, либо пунктиром (рис. 1, 2, 3, 4). Сплошные линии наносились в тех районах, где имелось достаточное количество станций, пунктирные линии — в районах, где станций было мало или они совсем отсутствовали. При этом учитывалось то обстоятельство, что ряд станций, данные которых использовались при построении карт, имели период наблюдений меньше девятилетнего, так как эти станции были открыты после 1957 г.

На рис. 1 показана карта среднего за год горизонтального распределения озона в северном полушарии. Основным максимумом общего

Таблица 2

Среднее общее содержание атмосферного озона (10^{-3} см) за год в 1961—1965 гг. и отклонение от средних арифметических значений по близлежащим станциям

Год	Среднее общее содержание озона, 10^{-3} см		Отклонение от среднего арифметического значения, %
	Мурманск	Тромсё	
1962	357	343	2,0
1963	326	334	-1,2
1964	319	330	-1,5
1965	325	342	-2,7
	Владивосток	Саппоро	
1961	326	335	-1,5
1962	362	360	0,3
1963	348	369	-2,9
1964	337	363	-3,7
1965	353		-2,8
	Киев	Вельск	
1963	326	337	-1,9
1964	319	318	0,2
1965	331	347	-2,4
	Орхус	Эскаделемюр	
1961	366	344	3,1
1962	366	332	4,9
1963	367	390	-0,4

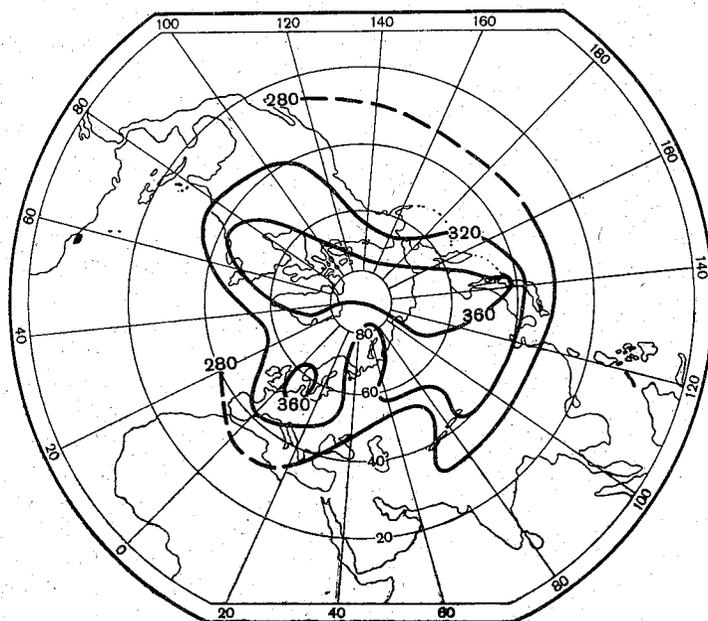


Рис. 1. Среднее за год горизонтальное распределение общего содержания атмосферного озона (10^{-3} см) в северном полушарии за 1957—1965 гг.

содержания озона располагается над северо-восточными областями Северной Америки и Азии и значительной частью Северного Ледовитого океана. Как будет показано дальше, этот максимум распадается на два самостоятельных максимума: восточноканадский и восточносибирский. Небольшой максимум озона наблюдается в районе Дании и Южной Скандинавии. Однако этот третий европейский максимум следует рассматривать скорее как озоновый гребень. Среднее за год общее содержание озона в указанных максимумах больше или равно 0,360 см. В целом в северном полушарии отмечаются три озоновых гребня: восточноканадский, восточносибирский и европейский и три озоновые ложбины: североатлантическая, среднеазиатская и алеутская. Наиболее глубокая ложбина — среднеазиатская, она пересекает всю территорию СССР и достигает 80° с. ш.

Как видно из рис. 1, среднее за год общее содержание озона в северном полушарии почти повсеместно возрастает в направлении с юга на север. Однако в ряде областей наблюдается значительный долготный градиент общего содержания озона, причем он особенно заметен вдоль параллели 50° с. ш. на Евразийском и Североамериканском материках.

Чтобы проследить изменения среднего общего содержания озона в течение года, рассмотрим средние за каждый месяц карты горизонтального распределения озона в северном полушарии (рис. 2, 3, 4).

В январе отмечается единственный в северном полушарии интенсивный восточносибирский максимум. Наибольшее среднее значение общего содержания озона в центральной зоне этого максимума достигает 0,520 см. Хорошо заметны восточноканадский и североамериканский озоновые гребни и североатлантическая и азово-черноморская озоновые ложбины. Горизонтальные озоновые градиенты в январе значительно больше средних за год.

В феврале происходит сравнительно небольшое смещение восточносибирского максимума на северо-запад и ослабление азово-черноморской озоновой ложбины. Заметных изменений общего содержания озона и горизонтальных озоновых градиентов не происходит.

В марте карта горизонтального распределения озона выглядит более симметрично относительно полюса, несмотря на то что озоновый максимум неполностью совпадает с центральной полярной областью. По сравнению с предыдущим месяцем отмечается повышение общего содержания озона южнее 40° с. ш. Озоновый максимум сместился к востоку и увеличился по площади, оставаясь на уровне 0,520 см. Среднее общее содержание озона в марте заметно больше среднего годового значения.

В апреле наблюдается ослабление центрального озонового максимума до уровня 0,460 см. Изолиния озона 0,440 см выделяет значительно меньшую площадь, чем в марте.

В мае отмечается заметное уменьшение общего содержания озона севернее 50° с. ш.: Горизонтальное распределение озона в мае напоминает среднее годовое распределение, с тем только отличием, что оно больше среднего годового на 0,040 см.

В июне наблюдается резкое изменение картины горизонтального распределения озона по сравнению с предыдущим месяцем. Вместо озонового максимума над севером Азии отмечается глубокая озоновая ложбина, распространяющаяся из Средней Азии. Среднее содержание озона в этом районе понизилось по сравнению с предыдущим месяцем на 0,080—0,120 см. Сохранился небольшой озоновый максимум в районе Восточной Канады.

В июле продолжалось уменьшение общего содержания озона в северном полушарии. Над районом Северо-Восточной Сибири отмечается минимум общего содержания озона. В районе Восточной Канады

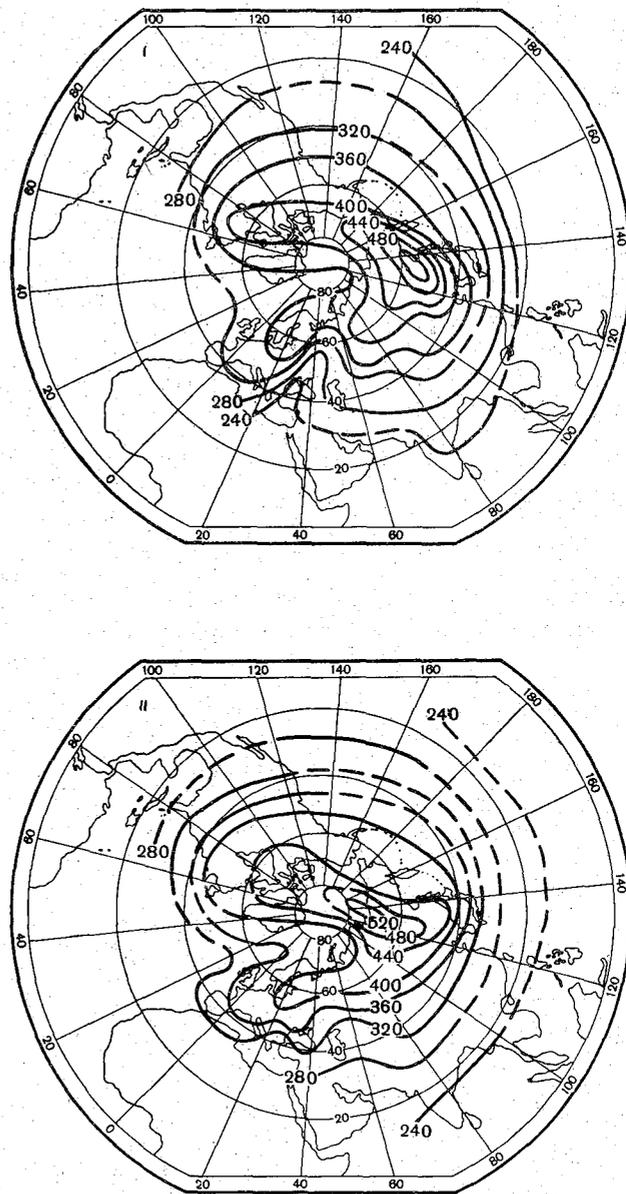
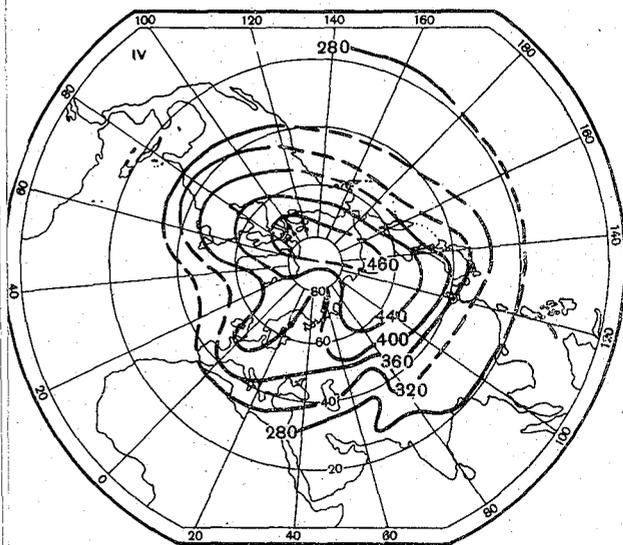
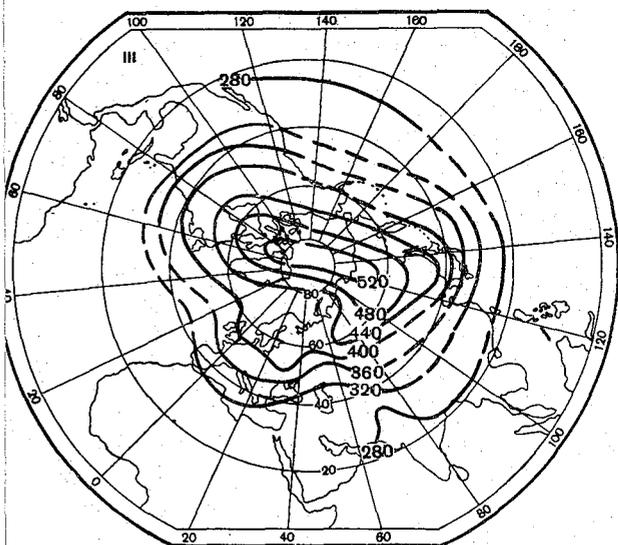


Рис. 2. Среднее горизонтальное распределение озона (10^{-3} см)

и Северо-Западной Европы отмечаются максимумы общего содержания озона. В районе Средней Азии хорошо заметна озонная ложбина.

В августе заметных изменений горизонтального распределения озона по сравнению с июлем не произошло. Отмечается ослабление озонных максимумов в Восточной Канаде и Северо-Западной Европе.

В сентябре отмечалось дальнейшее уменьшение общего содержания озона в северном полушарии. Озонный минимум локализовался и сместился ближе к полюсу. В районе восточной Канады отмечается неболь-



в северном полушарии в январе, феврале, марте и апреле.

шой озонный максимум. Горизонтальные озонные градиенты малы, за исключением полярной области и Средней Азии.

В октябре произошло заметное изменение картины горизонтального распределения озона. Озонный минимум в районе полярного бассейна сменился озонным максимумом. Отмечаются глубокая озонная ложбина

в районе Средней Азии и бассейна Волги и озонный гребень в Северо-Западной Европе. Общее содержание озона в среднем заметно меньше среднего годового.

В ноябре значительно усилился озонный максимум в районе Северо-Восточной Сибири, где общее содержание озона увеличилось на 0,080—

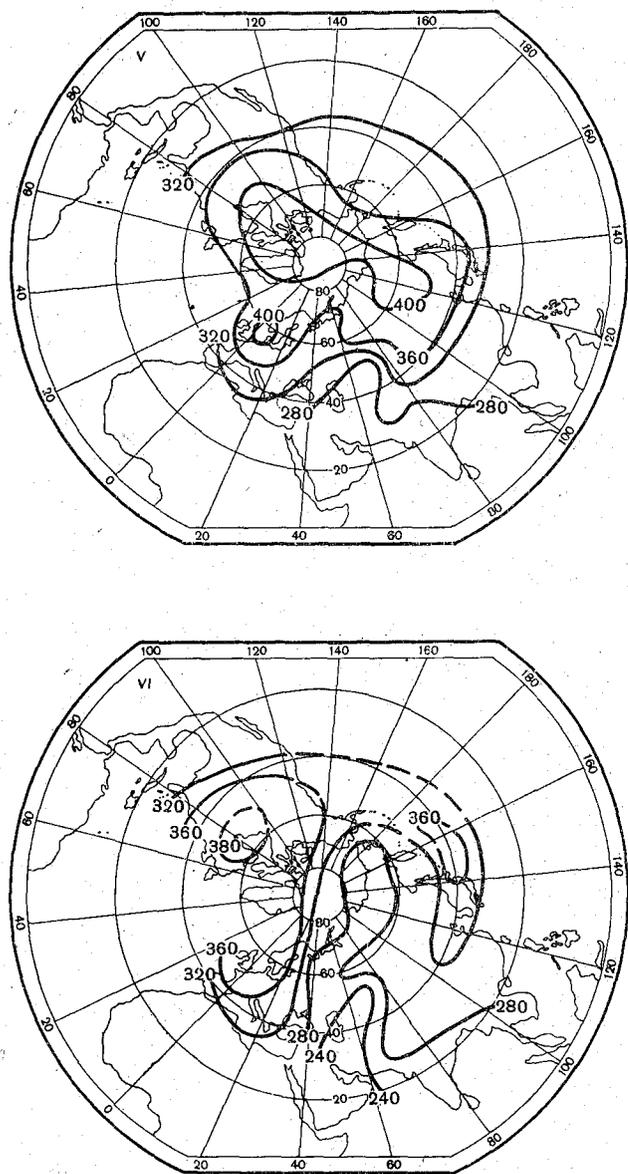


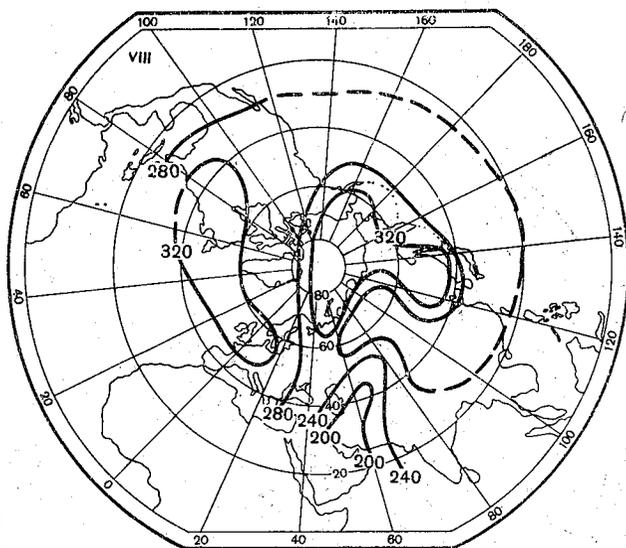
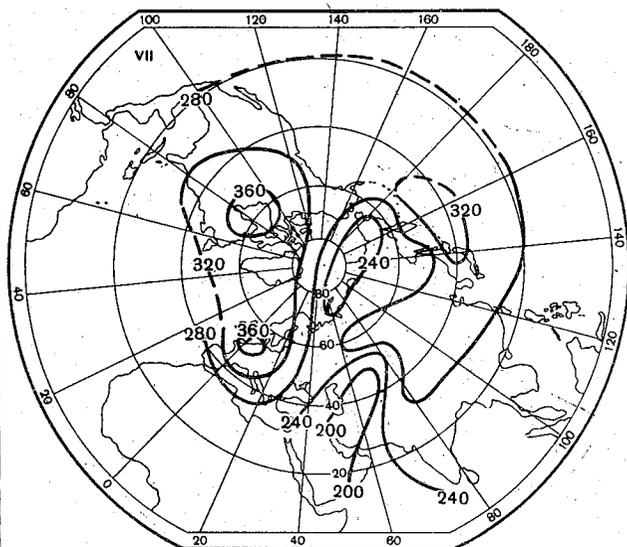
Рис. 3. Среднее горизонтальное распределение озона (10^{-3} см)

0,120 см. Хорошо заметны озонные гребни над Восточной Канадой и Западной Европой. Отмечается глубокая озонная ложбина над Каспийским морем и бассейном Волги.

В декабре происходит дифференциация озонных максимумов.

Их имеется три: самый крупный — на востоке Евразийского материка, средний — на востоке Североамериканского материка и малый — в районе Дании. В полярной области отмечается озонный минимум.

Из рассмотрения годичной эволюции трех озонных максимумов следует вывод, что североканадский максимум является постоянным обра-



в северном полушарии в мае, июне, июле и августе.

зованием, восточносибирский максимум — сезонным, северо-западно-европейский максимум — квазипостоянным и сравнительно слабым.

Восточносибирский озонный максимум наиболее интенсивен в зимнее время. Весной он объединяется с восточноканадским озонным

максимумом, летом превращается в озонный минимум и в конце осени снова проявляется как озонный максимум.

Озонная ложбина в районе Средней Азии и бассейна Волги является, по-видимому, квазипостоянным образованием в атмосфере, она несколько ослабляется в феврале и марте, достигает наибольшей глу-

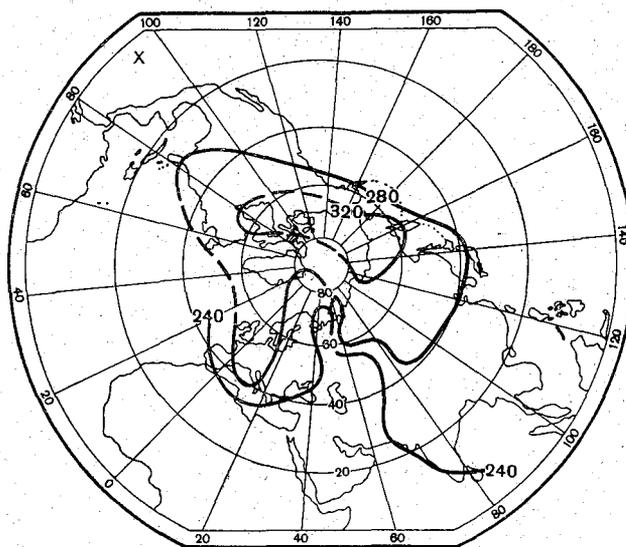
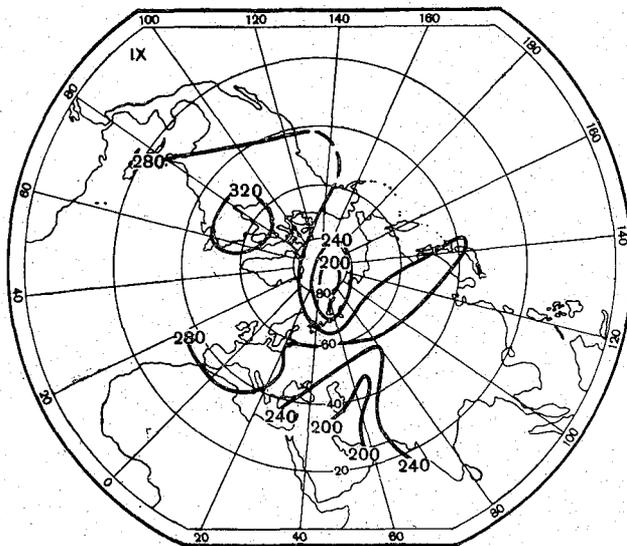
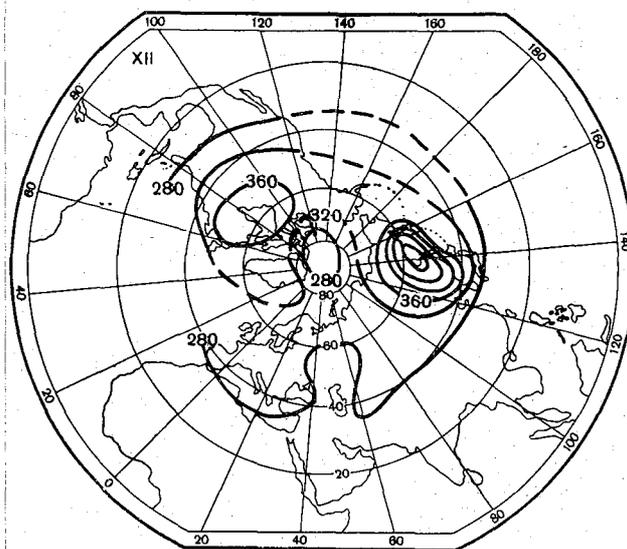
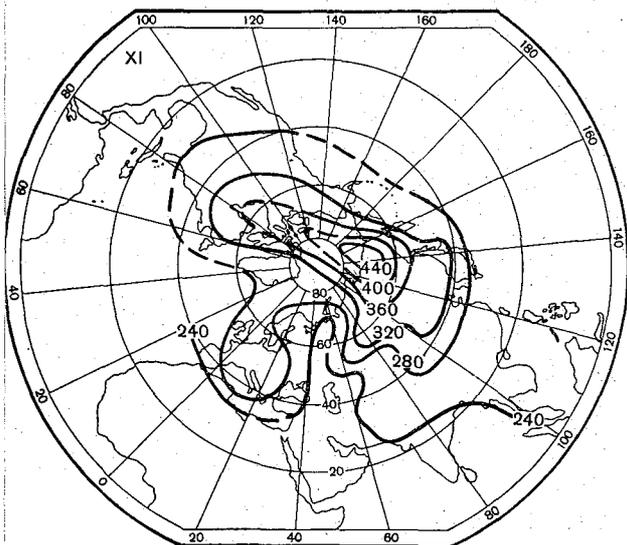


Рис. 4. Среднее горизонтальное распределение озона (10^{-3} см)

бины летом и осенью и бывает заметно выражена в первой половине зимы. Что касается североатлантической и алеутской озонных ложбин, то в настоящее время трудно установить их годовичную эволюцию в достаточной степени из-за почти полного отсутствия наблюдений за озоном на океанах.



в северном полушарии в сентябре, октябре, ноябре и декабре.

ЛИТЕРАТУРА

1. Атмосферный озон. Материалы III Междуведомственного совещания по атмосферному озону 21—23 мая 1963 г. Под ред. Г. П. Гущина. Гидрометеоздат, Л., 1965.
2. Бугаев В. А., Уранова Л. А. Распределение общего содержания озона над северным полушарием. Метеорология и гидрология, № 8, 1967.
3. Гущин Г. П. Исследование атмосферного озона. Гидрометеоздат, Л., 1963.
4. Гущин Г. П. Озон и аэросиноптические условия в атмосфере. Гидрометеоздат, Л., 1964.
5. Гущин Г. П. Озонометр. Авторское свидетельство № 160877 от 14 июня 1962 г. Бюллетень изобретений и товарных знаков, № 5, 1964.
6. Гущин Г. П. Международные сравнения озонометрических приборов СССР и ГДР в Ташкенте. Труды ГГО, вып. 148, 1966.
7. Гущин Г. П., Лисовская К. И., Шаламянский А. М., Чемякина О. Н. Некоторые результаты исследований атмосферного озона в СССР в период МГСС (1964—1965 гг.). Труды ГГО, вып. 213, 1968.
8. Данные по химическому составу атмосферных осадков и общему содержанию озона в атмосфере в различных пунктах СССР (материалы МГГ и МГС за 1957—1959 гг.). Под редакцией Е. С. Селезневой и Г. П. Гущина. Гидрометеоздат, Л., 1961.
9. Данные об общем содержании атмосферного озона по станциям СССР (материалы МГСС за 1964—1965 гг.). Под редакцией Г. П. Гущина. Гидрометеоздат, Л., 1967.
10. Знаменский А. А. Результаты сравнения различных озонометрических приборов, проведенного в Главной геофизической обсерватории им. А. И. Воейкова, В сб. «Атмосферный озон». Под ред. А. Х. Хргиана. Изд-во МГУ, 1961.
11. Методические указания по производству и обработке наблюдений за общим содержанием атмосферного озона. Составитель Г. П. Гущин. Гидрометеоздат, Л., 1961.
12. Хргиан А. Х. Общие закономерности количества озона. В сб. «Исследование атмосферного озона». Под ред. Д. И. Насилова. «Наука», М., 1965.
13. Catalogue of ozone stations. WMO/OMM. No 127. TP. 57. Secretariat de l'Organisation Meteorologique Mondiale. Geneve. Suisse, 1962.
14. London J. The distribution of total ozone in the Northern Hemisphere. Beiträge zur Physik der Atmosphäre, t. 36, N 3/4. 1963.
15. Ozone data for the world. Toronto. Ontario, 1964—1966.

Озонометрические станции северного и южного полушарий

Название станции	Координаты		Страна
	широта	долгота	
Брисбен	27°28' Ю	153°02' В	Австралия
Вумера	31 09	136 48	"
Аделаида	34 43	138 39	"
Аспендал	38 02	145 06	"
Макуори	54 30	158 57	"
Колан-Бешар	31 38 С	02 15 З	Алжир
Лервик	60 08	01 11	Англия
Эскаделемюр	55 19	03 12	"
Оксфорд	51 45	01 11	"
Кемборн	50 13	05 19	"
Кантон	02 46 Ю	171 43	"
о. Аргентина	65 15	60 16	"
Холли-Бей	75 31	26 36	"
Буэнос-Айрес	34 35	58 29	Аргентина
Уккль	50 48 С	04 21 В	Бельгия
София	42 42	23 24	Болгария
Будапешт	47 26	19 14	Венгрия
Потсдам	52 23	13 04	ГДР
Дрезден	51 08	13 46	"
Орхус	56 10	10 13	Дания
Сринагар	34 05	74 50	Индия
Нью-Дели	28 38	77 13	"
Варанаси	25 27	82 52	"
Абу	24 36	72 43	"
Ахмедабад	23 01	72 39	"
Калькутта	22 39	88 27	"
Кодаиканал	10 14	77 28	"
Хаббания	33 22	43 34	Ирак
Рейкьявик	64 08	21 54	Исландия
Винья-ди-Валле	42 05	12 13	Италия
Неаполь	40 51	14 15	"
Эльмас	39 15	09 03	"
Мессина	38 12	15 33	"
Алерт	82 30	62 20 З	Канада
Резольют	74 43	94 59	"
Черчилл	58 45	94 03	"
Эдмонтон	53 34	113 31	"
Гус-Бей	53 19	60 25	"
Муссонн	51 16	80 39	"
Торонто	43 43	79 14	"
Тайбей	25 02	121 31 В	Китай
Бунья Руампара	01 30	30 13	Конго (столица
Киншаса	04 30 Ю	15 00	Киншаса)
Ган	00 41	73 09	То же
Мехико	35 03	106 37 З	Мальдивские
Веллингтон	41 17 С	174 46 В	острова
Лонгбир	78 13 Ю	15 35	Мексика
Тромсе	69 39 С	18 57	Новая Зеландия
Кветта	30 11	66 57	Норвегия
Уанкайо	12 02	75 13	"
Бельск	51 30 Ю	20 45 В	Пакистан
Лиссабон	38 46 С	09 08 З	Перу
о. Хейса	80 37	58 03 В	Польша
Диксон	73 30	80 14	Португалия
Тикси	71 35	128 55	СССР
			"

Название станции	Координаты		Страна
	широта	долгота	
Мурманск	68° 58' С	33° 03' В	СССР
Оленёк	68 30	112 26	„
Игарка	67 28	86 34	„
Печора	65 07	57 06	„
Марково	64 41	170 25	„
Якутск	62 05	129 45	„
Ханты-Мансийск	60 58	69 04	„
Ленинград	59 58	30 18	„
Нагаево	59 35	150 47	„
Витим	59 27	112 35	„
Рига	56 58	24 04	„
Свердловск	56 48	60 38	„
Красноярск	56 00	92 53	„
Москва	55 45	37 34	„
Омск	54 56	73 24	„
Куйбышев	53 15	50 27	„
Петропавловск-Камчатский	52 58	158 45	„
Иркутск	52 16	104 21	„
Воронеж	51 42	39 10	„
Семипалатинск	50 21	80 15	„
Киев	50 24	30 27	„
Львов	49 49	23 57	„
Караганда	49 48	73 08	„
Гурьев	47 01	51 51	„
Большая Елань	46 55	142 44	„
Аральское море	46 47	61 40	„
Феодосия	45 02	35 23	„
Эльбрус	43 19	42 28	„
Владивосток	43 07	131 54	„
Алма-Ата	43 14	76 56	„
Тбилиси	41 41	44 57	„
Абастумани	41 45	42 50	„
Душанбе	38 35	68 47	„
Ашхабад	37 58	58 20	„
Мирный	66 33 Ю	93 00	„
Халлет	72 19 С	170 13 З	США
Фербенкс	64 49	147 52	„
Сиетл	47 24	122 18	„
Карибу	46 52	48 01	„
Бисмарк	46 46	100 45	„

Название станции	Координаты		Страна
	широта	долгота	
Грин-Бей	44°29' С	88°08' З	США
Медисон	43 06	89 24	"
Бедфорд	42 28	71 17	"
Форт Коллинс	40 34	105 04	"
Боулдер	40 00	105 10	"
Топека	39 04	95 38	"
Стерлинг	38 59	77 29	"
Вашингтон	38 51	77 02	"
Нашвилл	36 07	86 41	"
Альбукерк	35 00 С	106 36 З	"
Форт Уэрт	33 00	98 00	"
Мидланд	31 56	102 12	"
Талахаси	30 23	84 22	"
Гренд Тарк	21 30	71 06	"
Мауна Лоа	19 32	155 35	"
Зона Канала	9 00	79 36	"
Литл-Америка	78 12 Ю	162 15	"
Бэрд	80 00	120 00	"
Амундсен Скотт	90 00		"
Валь Жуайё	48 43 С	02 04 В	Франция
Верхний Прованс	43 55	05 45	"
Монтлуи	42 30	02 08	"
Таманарассет	22 48	05 31	"
Порт-о-Франс	49 20 Ю	70 15	"
Дюмон-Дюрвиль	66 40	140 01	"
Стенли	51 42	57 52 З	Фолклендские острова
Вейсенау	47 46 С	09 36 В	ФРГ
Градец Кралове	50 15	15 51	Чехословакия
Пуэрто Мант	41 28 Ю	72 56 З	Чили
Ароза	46 46 С	09 40 В	Швейцария
Юнгфрауйох	46 33	07 59	"
Марчисон Бей	80 03	18 18	Швеция
Упсала	59 52	17 37	"
Претория	25 45 Ю	28 14	ЮАР
Саппоро	43 03 С	141 20	Япония
Татено	36 03	140 08	"
Кагосима	31 38	130 36	"
Торисима	30 29	140 13	"
Маркус	24 17	153 58	"

ПРИЛОЖЕНИЕ II

Общее содержание атмосферного озона. Воейково, 1956 г.

Дата	Число наблюдений	Общее содержание озона, см	Дата	Число наблюдений	Общее содержание озона, см
А п р е л ь			27	3	0,303
23	20	0,338	28	8	0,309
24	16	0,330	29	10	0,318
26	32	0,336	30	5	0,320
Среднее		0,335	Среднее		0,322
М а й			И ю л ь		
2	6	0,371	3	12	0,312
3	61	0,376	4	16	0,297
4	23	0,390	5	15	0,288
7	10	0,388	6	22	0,297
10	18	0,373	7	2	0,298
11	30	0,398	9	6	0,303
12	30	0,383	11	14	0,282
14	14	0,409	13	10	0,284
15	6	0,366	14	16	0,281
16	7	0,396	16	16	0,284
17	12	0,369	17	15	0,298
18	7	0,370	18	10	0,302
19	17	0,419	20	2	0,306
21	20	0,386	21	3	0,314
22	14	0,388	30	17	0,302
23	24	0,370	31	7	0,307
24	11	0,351	Среднее		0,297
25	26	0,343	А в г у с т		
26	20	0,347	1	4	0,320
28	12	0,342	3	11	0,302
29	27	0,308	6	9	0,297
30	12	0,334	7	8	0,318
31	13	0,331	8	9	0,316
Среднее		0,373	9	9	0,303
И ю н ь			13	5	0,333
1	16	0,322	14	17	0,332
2	8	0,334	15	3	0,308
4	12	0,344	16	5	0,345
5	20	0,324	18	5	0,353
6	19	0,332	21	4	0,338
7	14	0,335	22	2	0,315
8	14	0,337	23	12	0,310
9	12	0,331	24	10	0,306
11	18	0,321	28	2	0,293
12	5	0,328	30	7	0,278
13	15	0,326	Среднее		0,316
15	15	0,325	С е н т я б р ь		
16	11	0,325	1	4	0,322
18	11	0,323	4	15	0,316
19	16	0,310	6	11	0,303
20	16	0,317	7	10	0,294
21	28	0,319	10	5	0,287
22	16	0,337			
25	2	0,298			
26	19	0,302			

Дата	Число наблюдений	Общее содержание озона, см	Дата	Число наблюдений	Общее содержание озона, см
П	7	0,283	О к т я б р ь		
15	7	0,243			
17	15	0,238	2	9	0,266
18	7	0,260	3	6	0,284
19	3	0,234	4	14	0,271
21	21	0,259			0,274
22	14	0,264	Среднее		
Среднее		0,275			

Примечание. Измерения производились спектрофотометром Добсона по прямому солнечному свету (шкала Вигру).

В. А. КЛЕВАНЦОВА, К. А. ФАТЕЕВА,
Ю. Д. ЯНИШЕВСКИЙ, Т. К. ЯСТРЕБОВА

МЕЖДУНАРОДНЫЕ СРАВНЕНИЯ ПИРГЕЛИОМЕТРОВ И АКТИНОМЕТРОВ В ОДЕССЕ В АВГУСТЕ 1967 г.

По решению, принятому на сравнениях пиргелиометров и актинометров, проходивших в 1963 г. в Ташкенте [1], и по рекомендации директоров служб погоды социалистических стран (март 1967 г., Потсдам) в Одессе с 16 по 28 августа 1967 г. проводились сравнения национальных актинометрических эталонов (табл. 1а и 1б).

На сравнениях в Одессе пиргелиометр СССР № 212 принимался за эталон; постоянная K этого прибора была исправлена в соответствии с результатами международных сравнений в Давосе в 1964 г. на 0,8% [4].

Постоянные пиргелиометров ВНР и ГДР были уточнены в Давосе в результате региональных сравнений. Пиргелиометр ПНР, к сожалению, пришел с поврежденной копотью, которая была восстановлена уже в Одессе. Постоянная пиргелиометра № 196 СССР после сравнений в Ташкенте была уточнена по пиргелиометру № 212 по итогам сравнений в Давосе в 1964 г. Контрольный пиргелиометр ГГО № 541 имел переменную длину трубки 54 и 84 мм, что позволило обосновать наклон прямых зависимости поправочных множителей от mT для пиргелиометров с разной длиной трубок. Пиргелиометр УССР № 538 типа М-59 [3] имел круглые отверстия с центральным углом 10° . КНДР была представлена двумя актинометрами Михельсона — Мартена, № 105 и 106, изготовленными в Потсдаме, которые аналогичны приборам ВНР, поверенным в Ташкенте. Актинметр Фойснера № 27 ГДР применялся с нормальными потсдамскими фильтрами. В. Шёне вычислял по наблюдениям с ним коэффициент мутности Онгстрема β для каждой серии наблюдений. Этот прибор интересен тем, что хорошо привязан к американскому пиргелиометру «Сильвердиск», а также к пиргелиометру № 140^{III}. Известна зависимость его переводного множителя от температуры.

Параллельно с пиргелиометрами работали 11 актинометров АТ-50 с гальванометрами ГСА-1М. Эти актинометры были ранее поверены и была известна зависимость переводного множителя от температуры.

Поскольку амперметры ГГО были поверены по компенсаторам, имевшим свежую поверку по эталонам СССР, все миллиамперметры были с ними сравнены и их прежняя поверка была подтверждена с точностью до 0,1 деления.

Место для сравнений было выбрано на территории агрометеорологической станции Одесса при ВСГИ. Оно не было удачным, так как мешал дым от города и пыль с полей и аэропорта. Погода также не

Таблица 1а

Компенсационные пиргелиометры

Страна	Наблюдатель	Прибор	№ прибора	Длина трубки, мм	К	Место и дата последней поверки	Примечание
НРБ	С. Лингова	АЛ	557	73	8,73	Ташкент, 1963	Без фильтровой насадки Входные диафрагмы изготовлены по данным Уппсалы
ВНР	Г. Майор	АЛ	529	72	8,58	Уппсала, 1967	
ГДР	В. Шёне	АК	140Ш	53	12,15	Давос, РПС, 1964	Перекопчен; без фильтровой насадки
ПНР	Я. Вишнеvsка	АЛ	511	74,5	15,35	Давос, РПС, 1964	
СССР	В. Клеванцова	АК	212	50	14,83	Давос, РПС и МПС, 1964	
СССР	Т. Ястребова	А	196	60	14,53	Ленинград, 1966	По № 212
СССР	К. Фатеева	А (ун.)	541	54 84	3,39	Ленинград, 1966	
УССР	В. Гришко	М-59	538	114	3,46	Ленинград, 1966	Круглые окна, $\beta = 10^\circ$ С фильтровой насадкой
ЧССР	Я. Пиха	АЛ	565	78,4	8,25	Уппсала, 1965	

Таблица 1б

Актинометры

Страна	Наблюдатель	Прибор	№ прибора	Угол отверстия	К	Место и дата последней поверки	Примечание
ГДР	В. Шёне Г. Чебан	L-F	27	9°	0,0110	Потсдам А, 140ш	При 20° и $\beta = 0,200$
КНДР	Ким Ун У Со Сон Док	М-М	105 106		—	Потсдам "	Множители не представлены

Результаты сравнения актинометри

Дата	№ серии	S кал/см ² мин. по пиргелиометру № 212 А СССР	Поправочные множители пиргелиометров					
			140 ^{III} ГДР	565 ЧССР	529 ВНР	511 ПНР	557 НРБ	196 СССР
18 VIII								
21								
22	1	0,958	0,997	0,968	—	1,008	1,030	1,007
	2	0,956	0,995	0,999	—	0,985	—	0,997
23	3	0,999	—	—	—	0,992	—	0,994
	4	1,203	0,990	0,998	0,981	1,002	1,030	0,992
	5	1,212	1,000	—	0,983	1,018	1,013	1,004
25	6	1,220	0,999	0,989	0,988	1,010	1,014	1,000
	7	1,207	0,994	0,983	—	1,003	0,990	1,005
	8	1,229	0,995	0,993	0,985	1,016	0,990	1,008
	9	1,210	—	—	—	—	—	—
	10	0,794	0,989	—	—	—	1,028	1,008
	11	0,746	0,993	0,969	0,994	—	1,023	—
	12	0,771	1,000	1,007	0,989	0,995	1,026	1,008
26	13	0,711	1,000	—	1,000	—	1,027	1,010
	14	0,710	0,999	1,012	—	1,005	1,048	1,004
	15	0,792	0,993	1,011	0,986	0,994	1,017	1,011
	16	0,836	1,000	1,010	0,995	0,989	1,018	1,010
	17	0,833	0,996	0,998	0,989	1,003	1,024	1,011
	18	0,895	0,995	0,998	0,989	1,010	1,041	1,010
	19	0,885	0,991	1,012	0,991	1,003	1,024	1,014
	20	1,018	0,998	1,016	0,992	0,995	1,092	1,008
	21	0,964	0,998	1,013	0,986	—	1,044	1,007
	22	0,887	0,992	1,002	0,995	0,998	1,043	1,018
	23	0,988	0,992	0,994	0,989	1,009	1,036	—
	24	1,000	1,001	0,995	0,990	1,002	1,032	—
26	25	0,998	1,003	0,998	0,994	0,988	1,039	—
	26	0,914	1,001	0,991	0,991	1,000	1,039	1,012
	27	0,886	1,001	0,994	0,996	0,994	1,042	—
	28	0,974	1,000	1,007	0,989	1,004	1,038	1,011
	29	1,030	1,002	0,991	0,993	1,006	1,046	1,010
	30	1,047	0,999	0,998	0,993	1,009	1,043	1,014
	31	1,056	0,994	0,994	0,995	1,004	1,043	1,009
26	32	1,078	0,992	0,990	0,998	1,002	1,035	1,008
	33	1,076	—	0,996	—	—	1,037	—
	34	1,056	—	1,006	—	—	1,031	—
	Среднее		0,997	0,998	0,991	1,002	1,032	1,007
$E = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{\sum \Delta^2}{n(n-1)}}$			$0,4 \cdot 10^{-3}$	$1,5 \cdot 10^{-3}$	$0,6 \cdot 10^{-3}$	$3,4 \cdot 10^{-3}$	$2,1 \cdot 10^{-3}$	$0,8 \cdot 10^{-3}$
Среднее при $mT \leq 6$				0,999	0,990	1,003	1,032	1,005
E_1				$1,6 \cdot 10^{-3}$	$1,1 \cdot 10^{-3}$	$1,3 \cdot 10^{-3}$	$4,2 \cdot 10^{-3}$	$1,3 \cdot 10^{-3}$

Таблица 2

ческих приборов в Одессе 1967 г.

Постоянные пиргелиометров			Переводные множители актинометров Михельсона КНДР		t°	h°	mT	$m\beta$	Облачность, цвет неба, баллы видимости
№ 541 СССР		№ 538 УССР	№ 105	№ 106					
54 мм	84 мм								
			0,02349	—	28,8				
			0,02407	0,02052	25,3				
3,40		3,51	0,02390	0,02045	25,9				
3,41		3,43	0,02439	—	21,6	47,7	6,26	0,220	
—	3,42	—	0,02405	—	23,4	52,2	6,21	0,243	0/0, белесоватое, 7 баллов
—	3,42	—	0,02419	0,02059	24,1	54,2	5,78	—	
3,39		3,46	0,02465	0,02090	19,0	44,3	4,16	0,097	
3,42		3,50	0,02439	0,02071	20,1	46,3	4,07	0,097	0/0, Си (следы), бледноглубое, 7 баллов
	3,42	3,50	0,02434	0,02059	20,9	48,9	3,96	0,111	
	3,43	3,52	0,02434	0,02056	21,1	50,7	4,06	0,114	
3,41		3,49				52,2	3,84	0,101	
—	—	—				48,4	4,12	—	
3,38		3,42				33,4	8,64	0,270	
	3,41	3,43				36,0	9,01	0,340	0/0, белесое, 6 баллов
	3,42	3,43							
3,41		3,44				39,1	8,45	0,351	
3,36		3,50				41,7	9,15	0,420	
	3,42	3,40				44,5	9,01	0,386	
	3,42	3,47				47,2	7,95	0,329	
3,38		3,48				49,5	7,33	0,310	
3,39		3,53				51,6	7,36	0,312	
	3,41	3,42				53,0	6,62	0,271	
	3,40	3,46				54,0	6,82	0,279	
	3,40	3,46				54,8	5,49	0,198	
3,39		3,46				55,0	5,92	0,189	
		3,46				54,9	6,83	0,261	
3,41		—	0,02381	0,02014	26,3	37,9	6,20	0,186	
	3,44	3,50	0,02351	0,02002	26,3	40,7	6,00	0,182	0/0, бледноглубое, 7 баллов
	3,43	3,48	—	0,02020	26,4	43,1	5,95	0,182	
	3,42	3,46	0,02361	0,02021	27,0	46,2	6,70	0,221	
3,38		—	—	0,02030	25,2	48,8	6,80	0,304	
	3,43	3,49	0,02379	0,02043	25,8	50,2	6,11	0,195	
	3,43	3,52	0,02397	0,02028	26,5	52,3	5,42	0,165	
	3,43	—	0,02375	0,02050	27,0	53,4	5,25	0,165	
3,42		3,49	0,02379	0,02055	27,3	54,1	5,15	0,166	
3,40		3,48	0,02377	0,02066	27,1	54,6	4,93	0,157	
3,40		—				46,0	5,14	—	
	3,44	—				43,9	5,36	—	
3,40	3,42	3,47							
$2,8 \cdot 10^{-3}$	$1,9 \cdot 10^{-3}$	$4,7 \cdot 10^{-3}$							
	3,42								
	$3,1 \cdot 10^{-3}$								

благоприятствовала, даже в ясные дни мутность была велика (см. табл. 2). Наблюдения проводились главным образом в утренние часы сериями по 10 отсчетов методом неполной компенсации. Отсчеты по пиргелиограммам и актинограммам делались синхронно с отсчетами по пиргелиографу № 212 приблизительно ежеминутно. Актинограф № 24 УССР участвовал в двойной серии отсчетов, т. е. по нему производились также и строго ежеминутные отсчеты синхронно с отсчетами по актинограммам Михельсона — Мартена, как это делалось с венгерскими актинограммами в Ташкенте в 1963 г. [1].

По эталону № 212 было проведено 34 серии отсчетов.

Пиргелиограф № 538 УССР и актинографы КНДР проверялись дополнительно по пиргелиографу № 196 в дни, когда остальные пиргелиографы еще не были установлены. Наблюдения велись 18—26 августа, а по приборам УССР — с 16 августа.

Результаты сравнений представлены в табл. 2.

Для приборов, ранее поверенных в Уппсале, Давосе или в Ташкенте, даны поправочные множители для приведения их показаний к показаниям эталона СССР № 212 по каждой серии. Для всех других приборов, ранее не участвовавших в сравнениях, найдены постоянные и переводные множители.

В табл. 2 приведены также температура воздуха, высота солнца, произведения массы атмосферы по Бемпораду m на интегральный фактор мутности T по Линке — Фойснеру (mT) и на коэффициент мутности β по Онгстрему ($m\beta$) и характеристики облачности, цвета неба и дальности видимости.

В табл. 3 приведены полученные зависимости переводных множителей актинографов Михельсона от температуры.

Таблица 3

Зависимость переводных множителей актинографов Михельсона от температуры

t град.	Актинограф	
	№ 105	№ 106
20	0,0245	0,0207
25	0,0240	0,0204
30	0,0235	0,0201

Для пиргелиографов вероятные погрешности результатов сравнений оказались весьма различными: от 0,04% для прибора ГДР до 0,3% для прибора ПНР, для киевского прибора даже 0,5%. Столь высокая погрешность связана с неустойчивостью радиации в период наблюдений, затруднявшей синхронность, и с инерцией как самого пиргелиографа, так и нулевого гальванометра в термоэлектрической цепи пиргелиографа. В частности, киевский пиргелиограф М-59 имел значительно большую инерцию, чем оригинальный пиргелиограф Онгстрема. Тем не менее, несмотря на большие колебания радиации, поправочные множители большинства пиргелиографов оказались весьма близкими к единице, за исключением прибора НРБ, для которого вместо 0,990 (по данным сравнений в Ташкенте) поправочный множитель в среднем оказался равным 1,032 (с учетом поправки на международные сравнения в Давосе к показаниям пиргелиографа № 212). Такой значительный

рост переводного множителя, вероятно, связан с имевшим место перегревом приемных полосок, обнаруженным по потемнению эмали на задней стороне полосок.

Рисунок 1 показывает зависимость поправочных множителей пиргелиметров от околосолнечного ореола, характеризуемого произведением

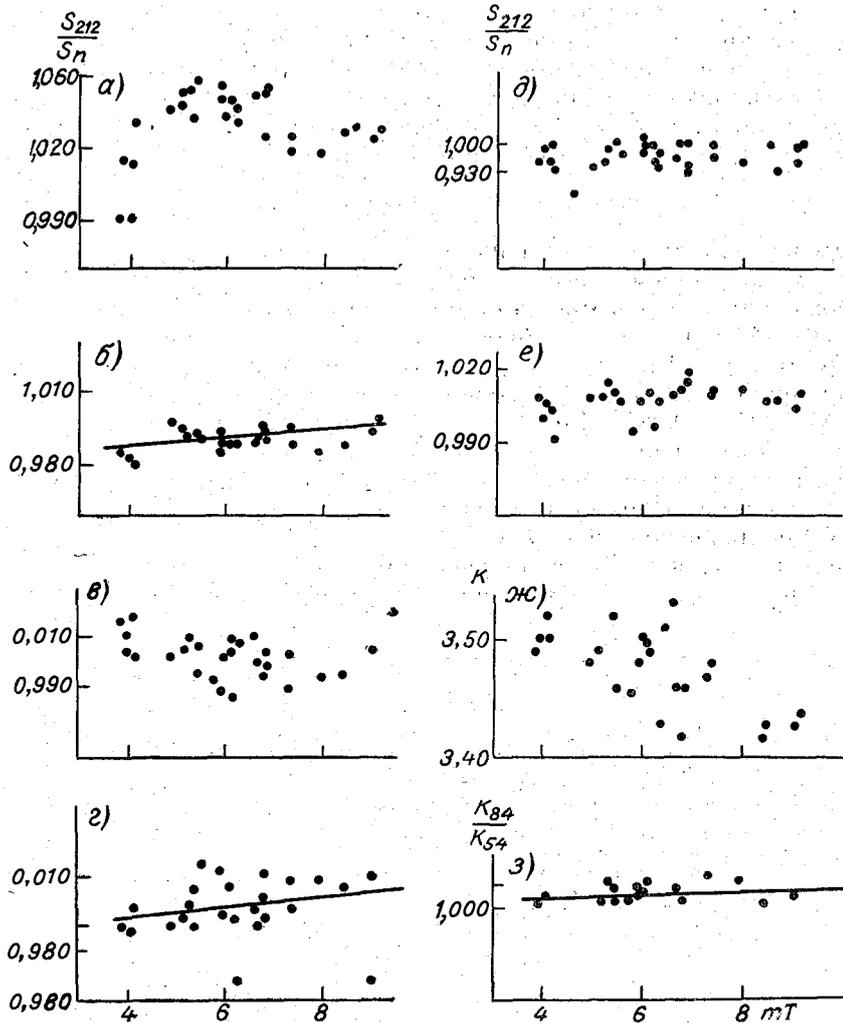


Рис. 1. Зависимость поправочных множителей пиргелиметров от произведения оптической массы m на фактор мутности T .

а) пиргелиметр № 557 (НРБ); б) № 539 (ВНР); в) № 511 (ПНР); г) № 565 (ЧССР); д) № 140III (ГДР); е) № 196 (СССР); ж) № 538 (УССР); з) № 541 (СССР).

mT . Поскольку за время сравнений температура и влажность воздуха сохранялись в узких пределах, зависимость от $m\beta$ оказалась в пределах погрешностей идентичной зависимости от mT . Высокая погрешность сравнений иллюстрируется значительным рассеянием точек на рис. 1 а, б, в, г для приборов модели Линдгольма AL. В этом случае можно было ожидать только подъема кривых с усилением ореола, как это указано в [1], на основании выводов [2]. В самом деле, если прямая солнечная радиация определена по пиргелиметру с большим углом отверстия,

то при сильном ореоле значительная его часть не действует на приемник с длинной трубкой. Показания такого пиргелиометра получатся преуменьшенными, и поправочный множитель c , равный отношению прямой радиации, определенной по № 212, к радиации по пиргелиометру модели Линдгольма, должен расти. На самом деле ожидаемый рост заметен только для венгерского и чешского приборов (рис. 1 б, з), а для остальных получена группа точек без определенного хода.

Для болгарского и венгерского приборов найден поправочный множитель, экстраполированный на $mT=4$, причем для экстраполяции пользовались наклоном прямой для пиргелиометра № 541 (рис. 1 з). Для этого пиргелиометра были найдены средние величины постоянных для трубок 54 и 84 мм, по всем сериям наблюдений найдена зависимость отношения $\frac{k_{84}}{k_{54}}$ от mT (рис. 1 з). Зависимость от mT поправочных

множителей для других пиргелиометров, по длине трубок менее отличающихся от эталона, еще меньше (длины трубок пиргелиометров, участвовавших в сравнениях, как показывает табл. 1а, находятся в пределах 50—78 мм); из-за разброса точек на графиках эту зависимость выявить трудно. Так, для болгарского пиргелиометра № 557 путем экстраполяции получен поправочный множитель $c=1,025$, для венгерского № 529 $c=0,987$. Для других приборов поправочный множитель оставлен без изменения.

Участники сравнений пиргелиометров в Одессе обменялись информацией о состоянии актинометрической сети и о характеристиках представленных для сравнения приборов.

Следует отметить, что в дальнейшем для подобных сравнений следует выбирать место с лучшей прозрачностью атмосферы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Покровская И. А., Янишевский Ю. Д. Международные сравнения пиргелиометров в Ташкенте 9—19 декабря 1963 г. Труды ГГО, вып. 184, 1966.
2. Янишевский Ю. Д. Некоторые результаты сравнений пиргелиометров СССР. Труды Всесоюзного Научного метеорологического совещания, секция актинометрии и атмосферной оптики. Т. VI, Л., 1963.
3. Янишевский Ю. Д. Компенсационный пиргелиометр и его улучшение. Труды II Межведомственного совещания по актинометрии и атмосферной оптике. Л., 1961.
4. Report on the second international comparison of working standard pyrheliometers. Davos, 24 Aug.—5 Sept. 1964.

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ УСТРОЙСТВО С АВТОМАТИЧЕСКОЙ РЕГУЛИРОВКОЙ УСИЛЕНИЯ

Центральным вопросом в практике фотоэлектрических измерений является вопрос обеспечения заданной точности фотометрирования при воздействии на приборы различных дестабилизирующих факторов.

Для лабораторных устройств перед каждой серией или даже отдельным измерением допустима предварительная подстройка и регулировка, но для установок эксплуатационного типа, предназначенных для длительной, непрерывной работы, частые проверки и подстройки недопустимы, поэтому обеспечение заданной точности измерения является достаточно сложным делом. Наиболее совершенными с этой точки зрения являются приборы, основанные на нулевом методе измерения с поочередной коммутацией световых потоков на одном фотозlemente.

Многолетний опыт работы показал, что на практике приходится сталкиваться с целым рядом трудностей при изготовлении таких приборов, предназначенных для длительной и непрерывной работы. Так, например, в течение многих лет все попытки разработать надежно работающий нулевой компенсационный прибор для непрерывного измерения и регистрации прозрачности атмосферы оканчивались неудачей [7, 11]. Причины такого положения рассмотрены в [2, 4, 5, 6] и здесь останавливаться на этом не будем. Укажем только, что создать такой прибор удалось лишь путем отказа от классического варианта нулевой схемы [4, 5].

К недостаткам нулевых схем следует отнести также и сложность измерения сигналов, меняющихся в широком диапазоне интенсивностей, так как это требует дополнительного введения в установку набора фильтров-ослабителей, механизма их переключения, регулировочных клиньев и т. д. Недостатком является и трудность использования в этих схемах оптических систем большого диаметра, собирающих световой поток (прожекторов и т. п.), а также сложность оптико-механической части прибора в целом.

Дифференциальные схемы с электрической регулировкой не могут обеспечить той точности, которую принципиально может дать нулевая компенсационная схема. Однако в ряде случаев их использование является более целесообразным, а иногда и единственно возможным. С этой точки зрения особенно интересными представляются схемы, являющиеся вариантами электронных схем деления. Одна из таких схем и рассматривается в данной статье. Здесь излагается общая фотоэлектрическая схема измерения с автоматической регулировкой чувствительности приемного тракта, которая, сохраняя в определенной степени достоинства

нулевых компенсационных схем (независимость результатов измерения от изменения яркости источника света, старения фотоэлектрического индикатора и других дестабилизирующих факторов), в то же время не имеет свойственных им недостатков. Схема разработана для измерения негоризонтальной прозрачности атмосферы, но может быть использована и для других целей в тех случаях, когда применение нулевого компенсационного метода по каким-либо причинам затруднительно.

Принцип действия

Измерение негоризонтальной прозрачности осуществляется с помощью метода обратного светорассеяния [1], который заключается в измерении интенсивности света прожекторного луча, рассеянного назад к прожектору слоями атмосферы, находящимися на различных расстояниях от него [2, 3].

Если световой поток, создаваемый прожектором, равен Φ_0 , то сигнал, рассеянный i -тым слоем назад к прожектору и попадающий на фотокатод, будет равен $\beta_i \Phi_0$, где β_i есть коэффициент, характеризующий рассеивающие свойства слоя, освещенного лучом прожектора. Непосредственное измерение величины рассеянного назад сигнала без принятия дополнительных мер не обеспечит достаточной достоверности полученной информации. Необходимо также, чтобы в процессе измерения были исключены или скомпенсированы ошибки, возникшие за счет влияния различных дестабилизирующих факторов. Для выполнения этого условия на фотокатод измерительного приемного устройства от того же источника света дополнительно подается поток сравнения, т. е. часть светового потока, равная $b\Phi_0$, которая создает сигнал сравнения. Здесь b — постоянный коэффициент, который определяется только геометрией оптики и типами фильтров-ослабителей на пути потока сравнения.

Эти два сигнала одной и той же частоты f (здесь f — частота световых импульсов источника света) в дальнейшем необходимо отделить друг от друга; для этого предварительно, до поступления на фотокатод, поток сравнения модулируется вторично механическим модулятором с частотой F , причем $F \ll f$. Таким образом, на фотокатод приемного устройства одновременно и непрерывно поступают два световых потока:

измеряемый поток, рассеянный i -тым слоем,

$$\Phi_1 = \beta_i \Phi_0 \sin 2\pi f t \quad (1)$$

и поток сравнения

$$\Phi_2 = b\Phi_0 (1 + m \sin 2\pi F t) \sin 2\pi f t. \quad (2)$$

Здесь коэффициент модуляции $m = 1$.

Принцип действия разработанной схемы заключается в том, что эти два световых потока, поступившие на общий фотокатод и преобразованные в сигналы электрического тока, подаются затем на общий усилительный тракт. После его прохождения сигналы разделяются: измерительный сигнал поступает на отсчетный прибор, а выделенная из сигнала сравнения низкочастотная огибающая подается в цепь обратной связи, где с помощью схемы автоматической регулировки усиления (АРУ) непрерывно следит за своим номинальным уровнем. При его отклонении от установленной величины за счет каких-либо дестабилизирующих факторов соответственно корректируется усиление общего усилительного тракта, а следовательно, и уровень измеряемого сигнала.

Рассмотрим прохождение сигналов по усилительным каналам.

Суммарный сигнал на выходе общего усилительного тракта (рис. 1)

$$U_{\Sigma} = \gamma_{\Phi} R_{\text{H}} (\Phi_1 + \Phi_2) k_{\sim} k_f = \gamma_{\Phi} R_{\text{H}} \Phi_0 k_{\sim} k_f [\beta_i + b(1 + m \sin 2\pi Ft)] \sin 2\pi ft, \quad (3)$$

где γ_{Φ} — интегральная чувствительность фотоэлектрического индикатора (фотоумножителя), R_{H} — сопротивление нагрузки фотоумножителя, k_{\sim} — коэффициент усиления регулируемых каскадов общего тракта, k_f — коэффициент усиления нерегулируемых каскадов общего тракта (основного усилителя).

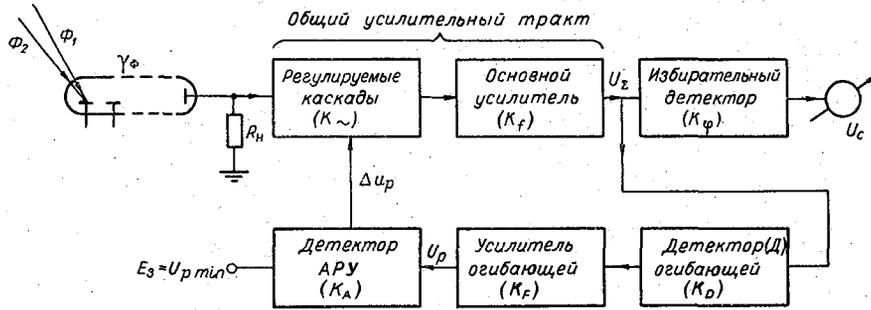


Рис. 1. Функциональная схема фотоэлектрического приемника.

Далее избирательный детектор выделяет из суммарного амплитудно-модулированного колебания составляющую частоты f , несущую в себе информацию об измеряемой величине β_i ,

$$U_c = (\beta_i + b) \Phi_0 \gamma_{\Phi} R_{\text{H}} k_{\sim} k_f k_{\phi}, \quad (4)$$

где k_{ϕ} — коэффициент передачи избирательного детектора. Помимо измеряемой величины β_i , в выражении (4) входит ряд нестабильных параметров. Это, во-первых, величина светового потока Φ_0 . Весьма нестабильным параметром является также интегральная чувствительность фотоумножителя γ_{Φ} , величина которой зависит и от колебаний напряжения питания фотоумножителя, и от уровня внешней засветки, а также может меняться с течением времени. И наконец, сюда же следует отнести величину коэффициента усиления основного усилителя k_f . Введем некоторый параметр u , куда включим все эти величины:

$$u = \gamma_{\Phi} R_{\text{H}} \Phi_0 k_f. \quad (5)$$

Тогда уравнение (4) может быть представлено в виде

$$U_c = (\beta_i + b) k_{\phi} [u k_{\sim}]. \quad (6)$$

Если в процессе измерения при произвольных изменениях величины u одновременно изменять величину k_{\sim} так, чтобы произведение $[u k_{\sim}]$ осталось неизменным, т. е.

$$[u k_{\sim}] = \text{const}. \quad (7)$$

то величина измеряемого сигнала не будет зависеть от колебаний параметра u , т. е. от влияния основных дестабилизирующих факторов. Эту операцию и выполняет сигнал сравнения с помощью системы АРУ.

Рассмотрим, как происходит процесс регулировки.

После прохождения общего тракта из суммарного амплитудно-модулированного колебания (3) с помощью детектора Д выделяется

низкочастотная составляющая сигнала сравнения. Эта составляющая усиливается усилителем низкой частоты и затем поступает на вход детектора АРУ.

Величина сигнала на входе детектора АРУ

$$U_p = b \Phi_0 \Gamma_{\Phi} R_n k_{\sim} k_f k_d k_F = b [uk_{\sim}] k_d k_F, \quad (8)$$

где k_d — коэффициент передачи детектора огибающей, k_F — коэффициент усиления усилителя низкой частоты.

В установке используется детектор АРУ с задержкой, причем величина напряжения задержки E_3 и является тем уровнем, с которым сравнивается сигнал U_p . Как только за счет дестабилизирующих факторов изменится параметр u и величина сигнала U_p на входе детектора АРУ станет больше сигнала задержки E_3 , на выходе детектора появится регулирующий сигнал

$$\Delta U_p = U_p k_A - E_3 \approx U_p - E_3, \quad (9)$$

где k_A — коэффициент детектирования детектора АРУ. Для удобства расчета полагаем $k_A = 1$. Учитывая (8),

$$\Delta U_p = b [uk_{\sim}] k' - E_3, \quad (10)$$

где $k' = k_d k_F$.

Этот регулирующий сигнал в качестве отрицательного смещения подается на сетки регулируемых ламп общего тракта, меняя их коэффициент усиления k_{\sim} так, чтобы скомпенсировать изменение величины u , т. е. выполнить условие (7) и привести величины U_p и U_c к исходным значениям. Однако известно, что обычная система АРУ не может обеспечить идеального регулирования, и равенство (7) может быть выполнено только приближенно.

Из уравнения (10) следует

$$[uk_{\sim}] = \frac{1}{bk'} (E_3 + \Delta U_p), \quad (11)$$

или

$$[uk_{\sim}] = \frac{1}{bk'} (U_{p \min} + \Delta U_p) = \frac{U_{p \min}}{bk'} \left(1 + \frac{\Delta U_p}{U_{p \min}} \right), \quad (11a)$$

где $U_{p \min} = E_3$ — минимальное значение сигнала сравнения, с которого начинает работать система АРУ. Подставив выражение (11a) в (6), получим

$$\begin{aligned} U_c &= \left(\frac{\beta_i}{b} + 1 \right) K (U_{p \min} + \Delta U_p) = \\ &= \left(\frac{\beta_i}{b} + 1 \right) K U_{p \min} \left(1 + \frac{\Delta U_p}{U_{p \min}} \right), \end{aligned} \quad (12)$$

где $K = \frac{k_{\Phi}}{k'}$.

Таким образом, колебания параметра u за счет различных дестабилизирующих факторов будут вносить в измеряемую величину ошибку, которая зависит от диапазона изменений величины параметра u и от того, как сильно меняется величина ΔU_p в этом диапазоне, т. е. от глубины регулировки системы АРУ.

На рис. 2 показана зависимость $U_p = U_{p \min} + \Delta U_p = f(u)$.

Этот график представляет собой обычную характеристику АРУ с задержкой, где по оси ординат отложена величина напряжения на детекторе АРУ, а по оси абсцисс — величина параметра u .

В данном случае используется свойство АРУ, позволяющее поддерживать выходной сигнал на постоянном уровне независимо от того, изменилась ли величина входного сигнала, например, вследствие изменения Φ_0 , или изменились параметры тракта, по которым данный сигнал проходит (γ_Φ , k_f и т. д.).

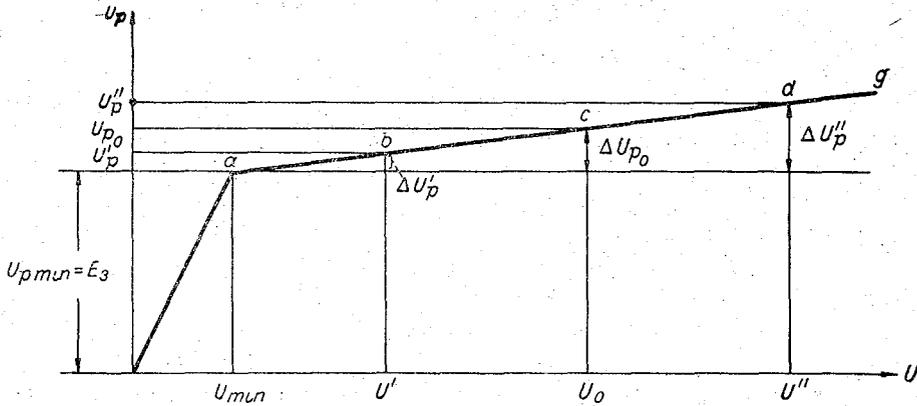


Рис. 2. Зависимость напряжения на детекторе АРУ от колебаний параметра u .

Режим работы системы АРУ рассчитывается так, чтобы при максимально возможных отклонениях параметра u от его исходной величины в обе стороны, т. е. от $u' = u_0 - \Delta u_{\max}$ до $u'' = u_0 + \Delta u_{\max}$, рабочая точка не выходила бы за пределы участка ag , так как при $u < u_{\min}$ сигнал сравнения $U_p < E_3$ (рис. 2) и процесс регулировки прекращается.

Методика расчета

Относительное изменение параметра u за счет влияния различных дестабилизирующих факторов рассчитывается по формуле

$$a' = \frac{\Delta u_{\max}}{u_0} = (1,2 + 1,5) \sqrt{\left(\frac{\Delta \Phi_0}{\Phi_0}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \gamma_\Phi}{\gamma_\Phi}\right)^2 + \left(\frac{\Delta k_f}{k_f}\right)^2},$$

где $\frac{\Delta \Phi_0}{\Phi_0}$, $\frac{\Delta \gamma_\Phi}{\gamma_\Phi}$, $\frac{\Delta k_f}{k_f}$ — изменения соответствующих параметров установки, определяемые паспортными данными или экспериментально. Вследствие невозможности точного определения этих величин, а также невозможности точного учета таких факторов, как, например, уменьшение величины светового потока за счет временного запотевания зеркала прожектора, помутнения колбы лампы и др., в формулу введен коэффициент запаса, равный 1,2—1,5.

Условие расчета заключается в том, чтобы при относительном изменении номинальной величины u_0 , равном $\pm a'$, относительная погрешность измеренной величины сигнала U_c , равная $p' = \frac{\Delta U_c}{U_c}$, не превышала бы заданной величины. Для удобства расчета введем обозначения

$$a = \frac{u'}{u'} \text{ и } p = \frac{U_c''}{U_c'}, \quad (13)$$

где $U'_c = U_c - \Delta U_c$ — величина сигнала на выходе, соответствующая значению параметра $u = u'$, $U''_c = U_c + \Delta U_c$ — величина сигнала, соответствующая $u = u''$. Согласно (12) и (13)

$$p = \frac{U_{p \min} + \Delta U'_p}{U_{p \min} + \Delta U''_p} = \frac{U'_p}{U''_p}, \quad (14)$$

где $\Delta U'_p$ и $\Delta U''_p$ — значения регулирующих сигналов на выходе детектора АРУ, соответствующие значениям u' и u'' ; U'_p , U''_p — значения напряжения на выходе детектора АРУ для тех же значений параметра u . Очевидно, что

$$a = \frac{1 + a'}{1 - a'} \quad (15)$$

и

$$p = \frac{1 + p'}{1 - p'}. \quad (16)$$

Расчет удобно начинать с определения максимального усиления приемного тракта, необходимого для измерения сигналов от наиболее удаленного от прожектора слоя атмосферы

$$k_{\Sigma} = k_{\sim 0} k_f = \frac{c U_{c \max}}{k_{\Phi m \max} \gamma_{\Phi} \Phi_0 R_H}, \quad (17)$$

где $U_{c \max}$ — напряжение полного отклонения выходного измерительного прибора; $\beta_{m \max}$ — максимальное значение измеряемой величины в данном диапазоне; k_{Φ} — коэффициент передачи избирательного детектора; $c = 0,9 \div 0,95$ — коэффициент использования шкалы прибора $k_{\sim 0}$ — коэффициент усиления регулируемых каскадов в режиме максимальной чувствительности. Эту величину следует выбирать в пределах $k_{\sim 0} = (5 \div 10)$, так как превышение этих значений увеличит за счет нелинейности сеточных характеристик искажение сигнала в последних регулируемых каскадах.

Соответственно, определив k_{Σ} и $k_{\sim 0}$, находим

$$k_f = \frac{k_{\Sigma}}{k_{\sim 0}} = (0,1 \div 0,2) k_{\Sigma}.$$

Рассмотрим смысл введения коэффициента c . Из формулы (4) видно, что при отсутствии на входе системы измеряемого сигнала ($\beta_m = 0$), на выходе системы будет некоторый сигнал, равный

$$[U_c]_{\beta=0} = b \Phi_0 \gamma_{\Phi} R_H k_{\sim 0} k_f k_{\Phi} \quad (18a)$$

и образуемый составляющей частоты f сигнала сравнения. При $\beta \neq 0$ на выходе системы измеряемый сигнал будет складываться с этим начальным уровнем согласно (4). Следовательно, для более полного использования шкалы отсчетного прибора необходимо величину b выбирать так, чтобы составляющая $[U_c]_{\beta=0}$ занимала бы не более 10% всей измерительной шкалы, т. е.

$$b = \frac{(0,05 \div 0,1) U_{c \max}}{\gamma_{\Phi} \Phi_0 R_H k_f k_{\sim 0}}. \quad (18)$$

Далее по формуле (5) находится номинальная величина u_0 и ее предельные значения $u' = u_0(1 - a')$ и $u'' = u_0(1 + a')$. Соответствующие им значения k_{\sim}' и k_{\sim}'' рассчитываются по формулам

$$k_{\sim}' = \frac{cu_{\max}(1 - p')}{\beta_{m \max} k_{\phi} u'} \quad (19)$$

и

$$k_{\sim}'' = k_{\sim}' \frac{p}{a}. \quad (20)$$

Таким образом, для обеспечения требуемой точности измерения при изменении параметра u в пределах от u' до u'' необходимо, чтобы система АРУ обеспечивала соответственно изменение коэффициента усиления регулируемых каскадов в пределах от k_{\sim}' до k_{\sim}'' .

Далее осуществляется выбор числа регулируемых каскадов, типа ламп и рассчитывается регулирующая часть схемы в режиме максимальной чувствительности.

С целью повышения эффективности регулирования в регулирующих каскадах следует применять лампы с относительно короткой характеристикой, где крутизна меняется относительно быстро, т. е. обеспечивается крутой ход крутизны характеристики при изменении смещения на управляющей сетке (например, 6Ж1П, 6Ж3П и т. д.). Применение же обычно используемых для АРУ ламп с удлиненной характеристикой (6К1П и др.) нецелесообразно, так как при близких к единице значениях параметра p они обладают значительно худшими регулируемыми свойствами. Расчет системы АРУ для данной измерительной схемы в принципе мало отличается от обычной методики расчета этих схем.

1. Строится кривая, изображающая зависимость произведений крутизны всех регулируемых ламп от величины напряжения на сетках регулируемых ламп E_g (рис. 3), т. е. $S_{\sim}' S_{\sim}'' \dots S_{\sim}^N = f(E_g)$. В случае применения однотипных ламп при одинаковом исходном смещении $S_p = S^N = f(E_g)$, где N — количество регулируемых ламп.

2. Выбрав исходное значение начального смещения E_{g0} , рекомендуемое для данного типа ламп, находим соответствующее ему значение величины S_a^N (точка a , рис. 2).

3. Чтобы обеспечить некоторый запас регулировки и повысить ее стабильность, которая вблизи начального участка относительно

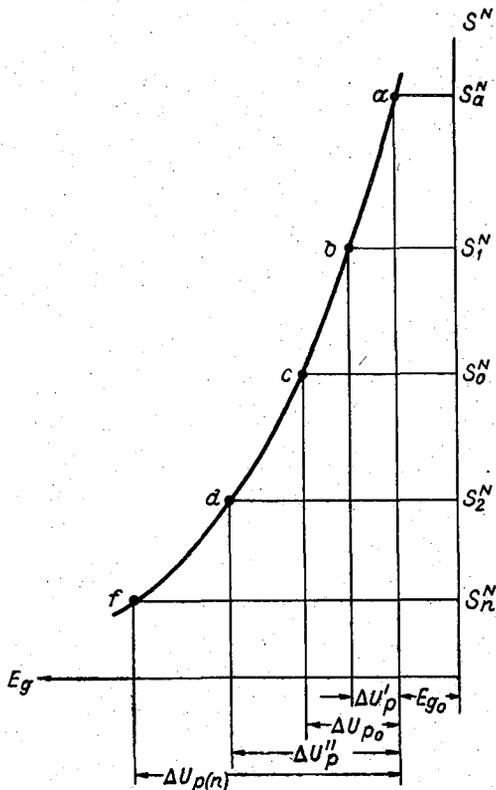


Рис. 3. К расчету системы АРУ.

невелика, крайнюю рабочую точку, соответствующую $u = u'$, несколько удаляем от начального участка регулировки. Выбрав коэффициент запаса, равный $0,5 \div 0,8$, находим значение величины S_1^N , соответствующей $u = u'$ (точка b , рис. 2 и 3), $S_1^N = (0,5 \div 0,8) S_d^N$.

4. Находим произведение сопротивлений анодных цепей регулировочных ламп

$$(R_1 R_2 \dots R_N) = \frac{k'_\sim}{S_1^N}. \quad (21)$$

5. Определяем сопротивление для каждого регулируемого каскада так, чтобы, во-первых, их произведение равнялось бы полученной выше величине (21), и, во-вторых, чтобы основная часть усиления регулируемых каскадов падала бы на последний регулирующий каскад. Это условие необходимо выполнять, чтобы избежать значительных искажений в первых каскадах, возникающих за счет нелинейности сеточных характеристик ламп и смещения рабочей точки в результате процесса регулировки.

6. Найдя значения S^N , соответствующие величинам $u = u_0$ и $u = u''$,

$$S_0^N = \frac{k_{\sim 0}}{(R_1 R_2 \dots R_N)}; \quad (22)$$

$$S_2^N = \frac{k''_{\sim}}{(R_1 R_2 \dots R_N)}, \quad (22a)$$

по графику (рис. 3) находим соответствующие им значения $\Delta U'_p$, ΔU_{p0} и $\Delta U''_p$. Здесь ΔU_{p0} — величина регулирующего сигнала в исходном рабочем режиме, т. е. при $u = u_0$ и $k_{\sim} = k_{\sim 0}$ (точка c , рис. 2 и 3); $\Delta U'_p$ и $\Delta U''_p$ — значения регулирующего сигнала для крайних значений u , равных u' и u'' соответственно (точки b, d , рис. 2 и 3).

7. Находим требуемую величину напряжения задержки

$$E_3 = U_{p \min} = \frac{\Delta U''_p - p \Delta U'_p}{p - 1} \quad (23)$$

и величины $U'_p = U_{p \min} + \Delta U'_p$; $U_{p0} = U_{p \min} + \Delta U_{p0}$; $U''_p = U_{p \min} + \Delta U''_p$.

Таким образом, в исходном рабочем режиме ($u = u_0$) на вход детектора ДРУ поступает напряжение $U_{p0} = U_{p \min} + \Delta U_{p0}$ и на его выходе регулирующее напряжение равно ΔU_{p0} . При колебаниях параметра u в пределах от u' до u'' регулирующее напряжение на выходе детектора будет принимать значения $\Delta U'_p$ и $\Delta U''_p$ и соответственно менять в ту или иную сторону усиление регулируемых каскадов общего тракта, а следовательно, и уровень измеряемого сигнала.

Величина измеряемого сигнала [согласно (12)] будет равна:

в исходном рабочем режиме ($u = u_0$)

$$U_{c_0} = \left(\frac{\beta}{b} + 1 \right) K U_{p \min} \left(1 + \frac{\Delta U_{p0}}{U_{p \min}} \right); \quad (24)$$

при колебаниях u от u' до u''

$$U'_c = \left(\frac{\beta}{b} + 1 \right) K U_{p \min} \left(1 + \frac{\Delta U'_p}{U_{p \min}} \right); \quad (24a)$$

$$U''_c = \left(\frac{\beta}{b} + 1 \right) K U_{p \min} \left(1 + \frac{\Delta U''_p}{U_{p \min}} \right). \quad (24b)$$

Погрешность измерения при граничных значениях параметра u :
при $u = u'$

$$p_1' = \frac{U_{c_0} - U_c'}{U_{c_0}} = \frac{\Delta U_{p_0} - \Delta U_p'}{U_{p \min} + \Delta U_{p_0}} = \frac{\Delta U_{p_0} - \Delta U_p'}{U_{p_0}}; \quad (25)$$

при $u = u''$

$$p_2' = \frac{\Delta U_p'' - \Delta U_{p_0}}{U_{p_0}}. \quad (25a)$$

Из (8) находим коэффициент усиления k_F

$$k_F = \frac{U_{p_0}}{b [u_0 k_{\sim 0}] k_{\Delta}}. \quad (26)$$

На этом расчет схемы в режиме максимального усиления заканчивается.

При переходе на другой диапазон измерения надо учитывать, что непосредственное изменение чувствительности путем включения в общий усилительный тракт аттенюаторов или, например, путем уменьшения величин γ_{ϕ_1} , k_f и др. не даст положительного эффекта, так как это вызовет одновременно уменьшение сигнала сравнения и срабатывание АРУ, аналогично тому, как это происходит под влиянием дестабилизирующих факторов. В результате соответственно изменится и величина k_{\sim} , а общее усиление тракта практически останется неизменным. При дальнейшем уменьшении чувствительности величина U_p станет меньше E_3 и процесс регулировки прекратится. Поэтому уменьшение чувствительности системы целесообразно осуществлять путем увеличения коэффициента усиления в цепи обратной связи, по которой проходит только сигнал сравнения.

Увеличение коэффициента усиления k_F в n раз относительно величины, рассчитанной по формуле (26), приведет к увеличению величины U_p и регулирующего напряжения на выходе АРУ, в результате чего k_{\sim} уменьшится. При этом общее усиление для сигнала сравнения практически не изменится, а усиление измеряемого сигнала уменьшится вследствие уменьшения величины k_{\sim} .

Таким образом, для уменьшения чувствительности системы в n раз необходимо, чтобы $k_{\sim(n)} = \frac{k_{\sim 0}}{n}$.

Из формулы (21) находим значение требуемой результирующей крутизны

$$S_{(n)}^N = \frac{k_{\sim(n)}}{(R_1 R_2 \dots R_N)}$$

и по графику $S^N = f(E_g)$ (рис. 3) определяем новое значение напряжения регулировки $\Delta U_{p(n)}$.

Далее по формуле (26), подставляя найденные значения $k_{\sim(n)}$ и $U_{p(n)} = U_{p \min} + \Delta U_{p(n)}$, находим величину $k_{F(n)}$. По заданной величине допустимой погрешности измерения p' находятся допустимые отклонения регулирующего напряжения:

$$\Delta U_{p(n)}' = (1 - p') \Delta U_{p(n)} - p' U_{p \min}, \quad (27)$$

$$\Delta U_{p(n)}'' = (1 + p') \Delta U_{p(n)} + p' U_{p \min}. \quad (27a)$$

Отложив на графике (рис. 3) найденные значения $\Delta U_{p(n)}'$ и $\Delta U_{p(n)}''$ и найдя соответствующие им значения S^N , по формулам (22) и (22a)

определяем новые значения $k_{\sim(n)}$ и $k_{\sim(n)}^*$. И наконец, из формулы (8), подставив полученные значения $k_{\sim(n)}$, находим

$$U'_{(n)} = \frac{U_{p \text{ min}} + \Delta U'_{p(n)}}{bk_{\sim(n)} k_{\text{Д}} k_{\text{F}(n)}} \quad (28)$$

и

$$U'' = \frac{U_{p \text{ min}} + \Delta U''_{p(n)}}{bk_{\sim(n)} k_{\text{Д}} k_{\text{F}(n)}} \quad (28a)$$

Если $a_{(n)} = \frac{U''_{(n)}}{U'_{(n)}} \geq a$, то условия расчета выполнены. Очевидно, что максимальное значение k_{F} определяется минимальной чувствительностью установки.

Следует отметить, что изменение параметров цепей обратной связи (а также и изменение параметра $k_{\text{Ф}}$) не будет компенсироваться схемой регулировки, и это заставляет обратить особое внимание на устойчивость режимов этих цепей.

Основное внимание следует уделить выбору рационального режима работы усилителя сигнала огибающей, приняв все меры, чтобы обеспечить его достаточную стабильность (путем стабилизации питающих напряжений, введения отрицательной обратной связи и т. д.). Отметим также, что цепь обратной связи работает в очень узком диапазоне амплитуд, а поэтому нелинейные искажения в ней будут невелики. Погрешность, вносимая цепью обратной связи, равна

$$\frac{\Delta k_{\text{обр}}}{k_{\text{обр}}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta k_{\text{F}}}{k_{\text{F}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta k_{\text{Д}}}{k_{\text{Д}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta k_{\text{А}}}{k_{\text{А}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta E_3}{U_{\text{p}_0} k_{\text{А}}}\right)^2}, \quad (29)$$

где

$$k_{\text{обр}} = \frac{\Delta U_{\text{p}}}{E_3 + \Delta U_{\text{p}}} k_{\text{Д}} k_{\text{F}} k_{\text{А}}. \quad (30)$$

При $\frac{\Delta k_{\text{F}}}{k_{\text{F}}} = 2\%$, $\frac{\Delta k_{\text{Д}}}{k_{\text{Д}}}$, $\frac{\Delta k_{\text{А}}}{k_{\text{А}}} = 1\%$ и $\frac{\Delta E_3}{U_{\text{p}_0} k_{\text{А}}} = 0,5\%$ $\frac{\Delta k_{\text{обр}}}{k_{\text{обр}}} = 2,5\%$.

Полная ошибка измерения

$$\frac{\Delta U_{\text{c}}}{U_{\text{c}}} = \sqrt{[p']^2 + \left(\frac{\Delta k_{\text{обр}}}{k_{\text{обр}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \gamma}{\gamma}\right)^2 + \left(\frac{\Delta k_{\text{Ф}}}{k_{\text{Ф}}}\right)^2}, \quad (31)$$

где $\frac{\Delta \gamma}{\gamma}$ — ошибка, вызванная нелинейностью амплитудной характеристики

усилителя частоты f . При $\frac{\Delta \gamma}{\gamma} = 2\%$, $p' = 2 \div 3\%$, $\frac{\Delta k_{\text{обр}}}{k_{\text{обр}}} = 2,5\%$

и $\frac{\Delta \Phi}{\Phi} = 1\%$ $\frac{\Delta U_{\text{c}}}{U_{\text{c}}} = 4 \div 4,5\%$.

В разработанной установке в качестве источника света используется ртутная лампа типа ДРШ-250, расположенная в фокусе 90-сантиметрового прожектора. Лампа питается от преобразователя типа АЛА-1,5М с частотой 427 гц, что обеспечивает частоту повторения световых импульсов, равную 854 гц. Частота модуляции потока сравнения $F = 20$ гц.

Коэффициент усиления общего усилительного тракта $k_{\Sigma} = 2 \cdot 10^4$, усилителя цепи обратной связи $k_{F_{\max}} = 10^3$. В схеме используется два регулируемых каскада, построенных на лампах типа 6Ж1П. Точность регулировки схемы $p' = 2 \div 2,5\%$ при $a' = \pm 50\%$. Погрешность измерения приблизительно равна 4%.

Выводы

1. Схема с электронной регулировкой позволяет значительно ослабить влияние дестабилизирующих факторов на точность измерения.
2. Схема позволяет преодолеть ряд ограничений, свойственных нулевым компенсационным схемам.
3. Установка не требует использования сложных оптических систем, реверсивных двигателей и т. д.
4. Разработанная схема позволяет регулировать чувствительность приемно-усилительного тракта в весьма широких пределах без сложной системы оптических фильтров-ослабителей, подстроечных клиньев и т. п.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гаврилов В. А., Белов В. Ф. Авторское свидетельство № 94145. Булл. изобретений, № 8, 1952.
2. Гаврилов В. А. Видимость в атмосфере. Гидрометеоздат, Л., 1966.
3. Гаврилов В. А., Ковалев В. А. Применение принципа обратного светорассеяния для измерения горизонтальной и негоризонтальной прозрачности атмосферы. Труды ГГО, вып. 153, 1964.
4. Горышин В. И. Приборы и методы объективных измерений и регистрации прозрачности атмосферы. Автореф. диссертации. ГГО. 1965.
5. Горышин В. И. Компенсационный фотометр для точных измерений и регистрации прозрачности атмосферы. Труды ГГО, вып. 118. 1961.
6. Белов В. Ф. Измерение основных оптических характеристик приземного слоя воздуха. Гидрометеоздат, Л., 1956.
7. Попов О. И. Фотоэлектрическая установка для измерения прозрачности воздуха. Светотехника, № 1, 1957.
8. Корн Г., Корн Т. Электронные моделирующие устройства. ИЛ, М., 1955.
9. Майоров Ф. В. Электронные регуляторы. М., 1956.
10. Mückel G. Über einen neuen registrierenden Sichtmesser. Abh. Met. u. Hydrol. Dienst. DDR, H. 5, Nr 39, 1956.
11. Foitzik L. Die meteorologische Sichtweite, ihre Messung und ihre Registrierung. Wissenschaftl. Annalen, Nr 7, 1953.

ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРАЛЬНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДВУХЛУЧЕВОГО ИНФРАКРАСНОГО РАДИОМЕТРА

Выходное напряжение двухлучевого радиометра, построенного по схеме (рис. 1), пропорционально разности лучистых потоков, поступающих по измерительному каналу и каналу сравнения, или опорному,

$$U = \gamma W = \gamma(W_1 - W_2), \quad (1)$$

где U — выходное напряжение, γ — аппаратная функция прибора, W_1 — поток излучения, поступающий на приемник в измерительном канале, W_2 — поток излучения, приходящий в канале сравнения.

Учитывая вклад собственного теплового излучения измерительного канала в рассматриваемом примере для входного окна и принимая излучение внутренней полости радиометра, отраженное входным окном в направлении приемника, за равновесное, будем иметь

$$W_1 = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} W_{1\lambda} d\lambda = K \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} [B'_\lambda \tau'_\lambda + \varepsilon'_\lambda B_0 + r'_\lambda B_0] d\lambda. \quad (2)$$

где K — постоянная, определяемая геометрией прибора, B'_λ — спектральная яркость измеряемого источника, τ'_λ , r'_λ , ε'_λ — соответственно спектральное пропускание, отражение и излучательная способность входного

окна измерительного канала, $B_0 = \frac{\sigma T_0^4}{\pi}$ — яркость черного тела при температуре корпуса прибора.

Учитывая, что $\tau_\lambda + r_\lambda + \varepsilon_\lambda = 1$, получаем

$$W_1 = K \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} [B'_\lambda \tau'_\lambda + B_0 (1 - \tau'_\lambda)] d\lambda. \quad (3)$$

Считая лопасти модулятора идеальным зеркалом, запишем аналогичное выражение для канала сравнения

$$W_2 = K \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} [B''_\lambda \tau''_\lambda + B_0 (1 - \tau''_\lambda)] d\lambda, \quad (4)$$

где τ''_λ — спектральное пропускание входного окна канала сравнения, B''_λ — спектральная яркость опорного излучателя.

Окончательное выражение для выходного напряжения двухлучевого радиометра имеет вид

$$U = \gamma W = \gamma K \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} [B'_\lambda \tau'_\lambda - \tau'_\lambda B_0 - B''_\lambda \tau''_\lambda + \tau''_\lambda B_0] d\lambda = \\ = \gamma K \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} [(B'_\lambda \tau'_\lambda - B''_\lambda \tau''_\lambda) - (\tau'_\lambda - \tau''_\lambda) B_0] d\lambda. \quad (5)$$

Выражение (5), в отличие от часто приводимых [1] приближенных формул, показывает, что генерируемое приемником радиометра напряжение зависит не только от разности потоков, создаваемых измеряемым и опорным излучателями, но и от температуры корпуса прибора.

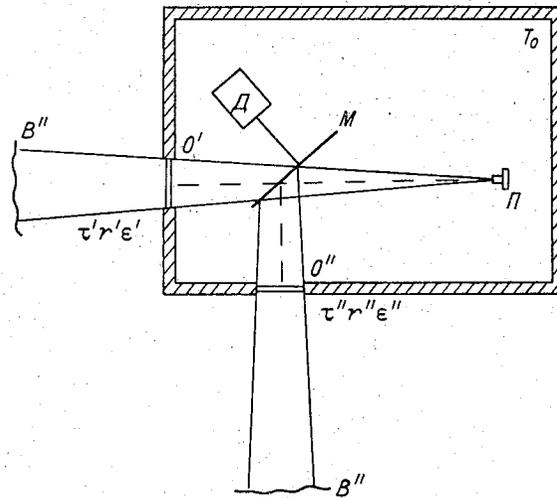


Рис. 1. Схема двухлучевого радиометра.

Д — двигатель; *М* — зеркальный лопастной модулятор; *O'* — окно измерительного канала; *O''* — окно канала сравнения; *П* — приемник излучения.

В частном случае, если применяется прибор, снабженный опорным холодным излучателем, в качестве которого может быть использовано, например, излучение космоса ($B''_\lambda \rightarrow 0$), выходное напряжение равно

$$U = \gamma K \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} [\tau'_\lambda (B'_\lambda - B_0) - \tau''_\lambda B_0] d\lambda. \quad (6)$$

Выражения (5) и (6) показывают, что понятие о спектральной характеристике двухлучевого радиометра становится при неидентичности оптических элементов каналов радиометра, строго говоря, неопределенным. Реакция прибора при этом зависит как от спектральных характеристик первого канала, так и от спектральных характеристик второго канала.

Если разность $(B'_\lambda - B_0) \rightarrow 0$ во всем диапазоне изменения λ , то спектральная характеристика радиометра перестает зависеть от τ'_λ , т. е. от спектральной характеристики первого канала и полностью зависит от спектральной характеристики второго канала. Если же $B'_\lambda \gg B_0$ во всем диапазоне изменения λ , то спектральная реакция мало зависит от τ''_λ .

Выражение (6) показывает, что если τ'_λ и τ''_λ не одинаковы, то зависимость выходного напряжения от температуры излучателя не является единственной при различных температурах корпуса прибора даже в приборах с опорным излучателем, имеющим температуру, близкую к абсолютному нулю.

Различие в величинах τ'_λ и τ''_λ приводит к расщеплению функции $U=f(B')$ на семейство прямых, для которых температура корпуса является параметром. Эти прямые, как правило, не проходят через начало координат. Через начало проходит лишь граничная прямая семейства, соответствующая температуре корпуса, равной нулю.

При $\tau'_\lambda = \tau''_\lambda$ все прямые семейства сливаются в одну, проходящую через начало координат при любой температуре корпуса прибора.

ЛИТЕРАТУРА

1. К м и т о А. А. Методы исследования атмосферы с использованием ракет и спутников. Гидрометеоздат, Л., 1966.

ОБ УСТОЙЧИВОСТИ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЧЕРНЫХ И БЕЛЫХ ПОКРЫТИЙ, ПРИМЕНЯЕМЫХ ДЛЯ ОКРАСКИ ПРИЕМНЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ АКТИНОМЕТРИЧЕСКИХ ПРИБОРОВ

В течение 1965—1966 гг. в Главной геофизической обсерватории им. А. И. Воейкова совместно с кафедрой электровакуумной техники Ленинградского электротехнического института им. Ульянова (Ленина) проводилась систематическая работа по исследованию спектральных характеристик покрытий актинометрических приборов.

В работах [1, 2, 3] было показано, что покрытия приборов, находящихся на сети, в зависимости от того, как, где и когда они изготовлялись или ремонтировались, отличаются друг от друга по составу, способу нанесения и изготовлению. Для целого ряда покрытий актинометрических приборов были получены спектральные характеристики, по которым можно было судить об изменении их поглощательной способности в зависимости от длины волны измеряемой радиации. До настоящего времени оставалось не совсем ясным, устойчивы ли со временем спектральные характеристики различных покрытий при длительном воздействии на них атмосферных явлений. Знать же это необходимо для оценки точности измерений радиационных потоков актинометрическими приборами на сети станций.

Для выяснения данного вопроса нами была собрана коллекция образцов актинометрических покрытий и проведено специальное испытание их в полевых условиях.

Испытание в полевых условиях велось в несколько периодов: с 10 VIII по 10 XI 1965 г. и с 12 III по 18 XI 1966 г. испытывались 7 видов (21 образец) покрытий; с 25 VI по 25 X 1966 г. — дополнительно еще три вида (12 образцов) покрытий, изготовленных на Тбилисском заводе гидрометприборов.

Спектральные характеристики каждого образца покрытия определялись в ЛЭТИ до начала полевых испытаний (вскоре после изготовления) и после каждого периода полевых испытаний. Для каждого вида покрытия было изготовлено по три образца, два из них проходили испытание в полевых условиях на метеорологической площадке ст. Воейково. Образцы покрытий были установлены на специальном столике (рис. 1). При этом образцы балансомерных покрытий были помещены в футляры из органического стекла, а образцы пиранометрических покрытий помещались в головки пиранометров, под стеклянными колпаками.

Образцы покрытий, установленные на метеоплощадке, проходили испытание по специальной программе, т. е. они открывались только на время производства срочных наблюдений или оставались открытыми все время, за исключением времени выпадения гидрометеоров, как при регистрации радиации.

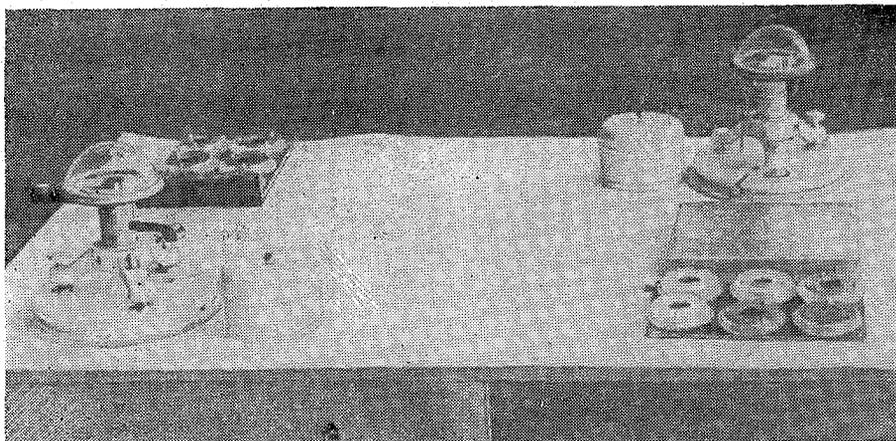


Рис. 1. Испытательный столик, установленный на метеоплощадке.

Один из каждого трех образцов покрытия хранился в закрытом футляре из оргстекла и не подвергался атмосферным воздействиям.

Подробно о подготовке, изготовлении образцов актинометрических покрытий и испытании их в полевых условиях написано в [1].

Наряду с отечественными покрытиями приемных поверхностей актинометрических приборов исследовался также лак Парсонса, рекомендованный ВМО как стандартное международное покрытие для чернения приемников радиации.

Результаты исследования устойчивости спектральных характеристик образцов покрытий

1. Черные покрытия для балансомеров. Как уже указывалось в [1], за количественную характеристику селективности покрытия может быть принято отношение коэффициентов поглощения для длин волн $\lambda = 0,75$ мкм и $\lambda = 15$ мкм. Соответствующее $\lambda = 0,75$ мкм значение коэффициента поглощения может служить ориентировочной характеристикой поглощательной способности покрытия для коротковолновой радиации. Значение коэффициента поглощения для $\lambda = 15$ мкм может рассматриваться как ориентировочная характеристика поглощательной способности покрытия для потока длинноволновой радиации. Эти характеристики покрытий приведены в табл. 1 и 2.

В табл. 1 представлены результаты исследования различных покрытий за 1965—1966 гг., а в табл. 2 — за 1966 г. для образцов покрытий, изготовленных на Тбилисском заводе. В таблицах помещены также спектральные характеристики черных пиранометрических покрытий, изготовленных в Центральном бюро поверки (ЦБП) и на Тбилисском заводе соответственно. В первых графах табл. 1—4 указаны номера образцов покрытий, которые не подвергались атмосферным воздействиям (шк.),

Таблица 1

Изменение спектральной чувствительности черных покрытий

№ образца	Июль 1965 г.			Декабрь 1965 г.			Декабрь 1966 г.			Примечание
	$A_{0,75}$	A_{15}	$A_{0,75}/A_{15}$	$A_{0,75}$	A_{15}	$A_{0,75}/A_{15}$	$A_{0,75}$	A_{15}	$A_{0,75}/A_{15}$	
01 шк.	0,96	0,79	1,22	0,95	0,80	1,19	0,94	0,80	1,18	ЭПМ ГГО
02 ср.	0,96	0,78	1,23	0,94	0,80	1,18	0,94	0,80	1,18	
03 рег.	0,96	0,79	1,22	0,95	0,80	1,19	0,95	0,80	1,19	
18 шк.	0,96	0,90	1,07	0,96	0,90	1,07	0,96	0,90	1,07	ЭПМ ААНИИ
17 ср.	0,96	0,90	1,07	0,96	0,90	1,07	0,96	0,90	1,07	
19 рег.	0,96	0,89	1,08	0,96	0,88	1,09	0,96	0,89	1,08	
29 шк.	0,96	0,92	1,04	0,96	0,92	1,04	0,96	0,92	1,04	ЦБП
28 ср.	0,96	0,93	1,03	0,96	0,91	1,05	0,96	0,92	1,04	
30 рег.	0,96	0,92	1,04	0,97	0,89	1,09	0,97	0,90	1,08	
12 шк.	0,99	0,98	1,01	0,97	0,97	1,00	0,97	0,97	1,00	Лак Парсонса
10 ср.	0,98	0,98	1,00	0,97	0,98	0,99	0,97	0,97	1,00	
11 рег.	0,99	0,98	1,01	0,96	0,97	0,99	0,97	0,97	1,00	
31 шк.	0,96	0,96	1,00	0,96	0,96	1,00	0,94	0,96	0,98	ЦБП (пиранометрическое черное)
32 ср.	0,96	0,96	1,00	0,96	0,96	1,00				
33 рег.	0,95	0,95	1,00	0,96	0,95	1,01	0,95	0,96	0,99	

Таблица 2

Изменение спектральной чувствительности черных покрытий

№ образца	Июнь 1966 г.			Декабрь 1966 г.			Примечание
	$A_{0,75}$	A_{15}	$A_{0,75}/A_{15}$	$A_{0,75}$	A_{15}	$A_{0,75}/A_{15}$	
38 шк.	0,95	0,88	1,08	0,94	0,86	1,09	
39 ср.	0,96	0,85	1,13	0,96	0,85	1,13	
36 рег.	0,97	0,89	1,08	0,96	0,89	1,07	
13 шк.	0,93	0,95	0,98	0,93	0,95	0,98	Пиранометрическое черное
15 ср.	0,92	0,95	0,97				
09 рег.	0,90	0,97	0,93	0,90	0,95	0,95	

испытывались в полевых условиях как при срочных наблюдениях (ср.) и как при регистрации радиации (рег.). В других графах указаны значения коэффициентов поглощения для длин волн $\lambda=0,75$ мкм и $\lambda=15$ мкм, определенных по кривым отражательной способности соответствующих образцов покрытий, а также их отношение ($A_{0,75}/A_{15}$).

Характеристики поглощательной способности различных покрытий в табл. 1 представлены по периодам: до начала полевых испытаний (июль 1965 г.), после окончания первого периода испытаний (декабрь 1965 г.) и после окончания второго периода (декабрь 1966 г.).

В табл. 2 приведены характеристики поглощательной способности покрытий до начала полевых испытаний (июнь 1966 г.) и после их окончания (декабрь 1966 г.).

В графе «Примечание» указано, где изготовлен данный образец покрытия.

Как показывают данные табл. 1 и 2, соотношения коэффициентов поглощения различных покрытий для коротковолновой и длинноволновой радиации до и после полевых испытаний также изменяются в широких пределах от 0,98 до 1,19.

Наименьшее значение $A_{0,75}/A_{15}$ имеет лак Парсонса, причем и абсолютное значение коэффициентов поглощения этого покрытия получается близким к единице; ближе всего по своим поглощательным свойствам к лаку Парсонса черное пиранометрическое покрытие ЦБП. Наибольшее значение отношения $A_{0,75}/A_{15}=1,19$ отмечается у образцов балансомерных покрытий, изготовленных в ГГО в экспериментальных производственных мастерских (ЭПМ).

Очень важное значение для приборов, которые используются на сети, имеет постоянство их чувствительности при эксплуатации в естественных условиях, т. е. устойчивость интегральных и спектральных характеристик чернящих покрытий при длительном воздействии погодных условий.

В табл. 1 представлены также данные об устойчивости спектральных характеристик в течение полутора лет. Эти данные свидетельствуют о постоянстве спектральной чувствительности черных покрытий в коротковолновой и длинноволновой областях спектра, что указывает на удовлетворительную устойчивость покрытий в течение длительной эксплуатации на открытом воздухе. Данные табл. 2 подтверждают сделанный выше вывод.

Отмеченные изменения во времени спектральных характеристик отдельных образцов покрытий незначительны и не выходят за пределы точности определения этих характеристик. Наименьшее изменение, как и следовало ожидать, отмечается у образцов, не подвергавшихся длительным атмосферным воздействиям.

Проведенные испытания позволяют считать в настоящее время лучшим покрытием для незащищенных балансомеров и пиргеометров лак Парсонса. Для защищенных балансомеров лучшим, практически неселективным покрытием может служить покрытие, употребляющееся в ЦБП при ремонте приемных поверхностей пиранометров.

2. Белые и черные покрытия для пиранометров. Результаты испытания образцов белых и черных пиранометрических покрытий представлены в табл. 3 и 4. В таблицах указаны спектральные коэффициенты отражения в диапазоне длин волн $\lambda=0,4-3,0$ мкм, определенные за полуторогодичный период испытания для трех видов покрытий ЭПМ ГГО и ЦБП, а также спектральные коэффициенты отражения покрытий Тбилисского завода за полугодичный период испытания в диапазоне длин волн $\lambda=0,6-3,0$ мкм.

Из табл. 3 и 4 видно, что изменения коэффициентов отражения со временем для черных покрытий в коротковолновой области, измеряемой пиранометром, незначительны и мало изменяются с длиной волны. Таким образом, чувствительность черных пиранометрических покрытий можно считать устойчивой, а показания приборов с таким покрытием практически независимыми от спектрального состава прямой и рассеянной радиации.

В качестве белых покрытий для приемных поверхностей пиранометров применяется окись магния MgO или углекислый магний $MgCO_3$. Как видно из табл. 3 и 4, спектральные коэффициенты отражения у обоих видов покрытий со временем изменяются значительно больше, чем у черных покрытий. При этом образцы, покрытые слоем окиси магния MgO показали более высокие коэффициенты отражения, чем образцы с углекислым магнием $MgCO_3$.

Таблица 3

Спектральные коэффициенты отражения (%) образцов покрытий ЭПМ ГГО и ЦБП

№ образца	Июль 1965 г.										Декабрь 1965 г.										Декабрь 1966 г.										Примечание
	λ мкм										λ мкм										λ мкм										
	0,4	0,6	0,8	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0	0,4	0,6	0,8	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0	0,6	0,8	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0	0,6	0,8	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0	
0,6 шк. 0,4 рег.	75,5 68,0	81,3 77,5	79,0 77,0	79,0 76,0	73,0 70,0	64,0 62,0	46,0 45,0	7,5 8,0	76,5 76,0	76,0 74,0	75,0 71,0	71,5 77,0	70,0 69,0	53,0 50,0	33,0 23,0	7,0 3,0	74,3 70,2	77,0 69,6	75,4 68,5	67,0 60,0	55,0 50,0	34,3 33,7	3,7 2,1	ЭПМ ГГО (белые, MgCO ₃)							
20 шк. 16 рег.	78,0 70,5	86,0 86,0	82,0 85,0	82,0 84,0	78,0 80,0	70,0 71,5	57,5 57,0	8,0 7,5	75,0 73,0	78,0 77,0	77,0 81,0	79,5 81,0	72,5 71,5	64,0 50,0	38,0 25,0	6,0 4,0	77,5 67,5	79,4 68,0	78,2 66,7	72,0 56,5	63,0 44,4	48,0 28,0	3,5 1,5	ЦБП (бе- лые, MgO)							
31 шк. 33 рег.	3,7 5,0	4,1 4,8	4,0 4,4	3,9 3,9	4,0 4,0	3,8 3,8	3,9 4,0	3,9 3,9	4,5 4,0	4,4 4,2	4,5 4,3	4,4 4,0	4,5 4,0	4,4 3,9	4,2 4,0	4,3 4,1	5,5 4,5	5,7 4,6	4,8 4,3	4,6 4,4	4,5 4,3	4,5 4,2	4,2 4,2	4,5 4,2	ЦБП (чер- ные)						

Таблица 4

Спектральные коэффициенты отражения (%) образцов покрытий Тбилинского завода

№ образца	Июнь 1966 г.										Декабрь 1966 г.										Примечание		
	λ мкм										λ мкм												
	0,4	0,6	0,8	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0	0,4	0,6	0,8	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0	0,4	0,6	0,8	1,0		1,5	2,0
23 шк. 14 рег.	73,4 75,5	74,0 74,0	71,3 76,7	61,7 65,7	53,7 57,0	39,8 41,8	3,1 3,3	3,1 3,3	67,0 59,2	67,2 61,6	65,0 61,6	59,0 56,5	53,5 49,0	40,0 34,3	2,7 2,3	Белые, MgCO ₃							
13 шк. 09 рег.	5,6 7,2	7,4 10,2	9,2 12,6	9,6 14,9	8,6 15,1	7,3 13,0	3,7 3,8	3,7 3,8	7,2 8,0	7,5 10,5	9,5 12,5	9,5 14,1	8,9 14,2	6,3 11,8	3,5 4,0	Черные							

Изменение со временем коэффициентов отражения белых покрытий связано с тем, что белые краски желтеют, поэтому необходимо разработать новый рецепт изготовления белых покрытий, не желтеющих со временем и обладающих достаточно устойчивыми спектральными характеристиками.

ЛИТЕРАТУРА

1. Броунштейн А. М., Козырев Б. П., Лебедева К. Д., Сивков С. И. Некоторые результаты исследования спектральных характеристик черных и белых покрытий, применяемых для приемных поверхностей актинометрических приборов. Труды ГГО, вып. 213, 1968.
2. Броунштейн А. М., Лебедева К. Д., Сивков С. И. Влияние спектральных характеристик приемных поверхностей приборов на точность измерения радиационных потоков. Труды VI Межведомственного совещания по актинометрии и атмосферной оптике. Гарту, 1968.
3. Козырев Б. П., Бученков В. А. Измерение спектральной чувствительности пиранометров и балансомеров. Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, т. II, № 5, 1966.
4. Лебедева К. Д., Сивков С. И., Ястребова Т. К. Результаты исследования термоэлектрических балансомеров Ю. Д. Янишевского. Труды ГГО, вып. 174, 1965.

ЗАКОНОМЕРНОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СУТОЧНЫХ СУММ СОЛНЕЧНОЙ РАДИАЦИИ ПО ОТДЕЛЬНЫМ ЧАСОВЫМ ПРОМЕЖУТКАМ

При практическом использовании актинометрических наблюдений в сельском хозяйстве, медицине, строительстве, гелиотехнике нередко возникает необходимость в данных о суточном ходе радиации. Однако публикуемые результаты наблюдений в большинстве случаев содержат данные только о суточных, декадных или месячных суммах. Разработанные до настоящего времени расчетные методы также позволяют определять только суточные суммы. Поэтому представляет существенный интерес разработка метода расчета сумм радиации за отдельные часовые промежутки по уже известной суточной сумме.

Начало разработки такого метода было положено в работе А. Уиллира [5] 1956 г. В этой работе вопрос рассмотрен теоретически при некоторых упрощающих предположениях и построены кривые зависимости часовых сумм радиации от астрономически возможной продолжительности дня по данным четырех станций Южной Африки (Дурбан, Кейптаун, Претория и Виндхук). Так как изменения этой последней величины в течение года для указанных станций очень невелики (от 10 до 14 час.), то вопрос о применимости полученных Уиллиром результатов в средних и высоких широтах до настоящего времени остается открытым. Полученное им теоретическое, хотя и весьма приближенное, решение вопроса все же заслуживает внимания, так как открывает пути для уточнения метода расчета часовых сумм.

Уиллир принимает, что интенсивность суммарной радиации может быть с удовлетворительным приближением выражена формулой вида

$$Q = k \sin h = k (\sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos \tau), \quad (1)$$

в которой h — высота солнца, δ — его склонение, τ — его часовой угол, φ — широта места, k — коэффициент, меняющийся в зависимости от прозрачности атмосферы или средней облачности.

Так как часовой угол солнца в момент его восхода или захода определяется формулой

$$\cos \tau_0 = -\operatorname{tg} \varphi \operatorname{tg} \delta,$$

то

$$Q = k \cos \varphi \cos \delta (\cos \tau - \cos \tau_0). \quad (2)$$

Часовой угол $\tau = \frac{\pi}{12} t$, где t — время в часах, отсчитываемое от момента истинного полудня.

Если время t относится к середине часового промежутка, то для получения суммы радиации за весь этот часовой промежуток необходимо проинтегрировать уравнение (2) по t в пределах от $t - \frac{1}{2}$ до $t + \frac{1}{2}$. При этом значения φ , δ и τ_0 в течение дня можно считать постоянными. Если и прозрачность атмосферы весь день остается неизменной ($k = \text{const}$), то

$$\begin{aligned} \sum Q_{\text{час}} &= \int_{t - \frac{1}{2}}^{t + \frac{1}{2}} k \cos \varphi \cos \delta \left(\cos \frac{\pi}{12} t - \cos \tau_0 \right) dt = \\ &= k \cos \varphi \cos \delta \left(\frac{24}{\pi} \sin \frac{\pi}{24} \cos \tau - \cos \tau_0 \right). \end{aligned} \quad (3)$$

Величина $\sin \frac{\pi}{24} = 0,1305$ отличается от аргумента $\frac{\pi}{24} = 0,1309$ только четвертой значащей цифрой. Без существенной погрешности можно поэтому считать, что $\frac{24}{\pi} \sin \frac{\pi}{24} = 1$.

Тогда часовая сумма

$$\sum Q_{\text{час}} = k \cos \varphi \cos \delta (\cos \tau - \cos \tau_0). \quad (4)$$

Для получения суточной суммы нужно проинтегрировать уравнение (2) в пределах от $-t_0$ до $+t_0$. В результате получается

$$\sum Q_{\text{сут}} = \frac{24}{\pi} k \cos \varphi \cos \delta (\sin \tau_0 - \tau_0 \cos \tau_0). \quad (5)$$

Из формул (4) и (5) следует

$$\frac{\sum Q_{\text{час}}}{\sum Q_{\text{сут}}} = \frac{\pi}{24} \frac{\cos \tau - \cos \tau_0}{\sin \tau_0 - \tau_0 \cos \tau_0} \quad (6)$$

или

$$\sum Q_{\text{час}} = 0,131 \sum Q_{\text{сут}} \frac{\cos \tau - \cos \tau_0}{\sin \tau_0 - \tau_0 \cos \tau_0}. \quad (7)$$

По этой формуле, придавая часовому углу τ значения 7,5; 22,5; 37,5° и т. д., легко вычислить часовые суммы для промежутков $12 \pm 0,5$, $12 \pm 1,5$ часа и т. д. Рассчитанная кривая суточного хода симметрична относительно истинного полудня.

Полученный результат очень важен в том отношении, что доля часовой суммы в общей суточной сумме радиации является функцией только одного аргумента — угла τ_0 . Этот угол, выраженный в часах и долях часа, равен половине астрономически возможной продолжительности дня, которая указывается в справочных метеорологических таблицах. Таким образом, расчет часовых сумм радиации по известным суточным суммам с помощью формулы (7) затруднений не представляет. Однако, естественно, возникает вопрос, насколько близки к действительным суммам результаты расчетов по этой формуле. Для решения этого вопроса

необходимо прежде всего установить, насколько справедливо основное допущение, сделанное при выводе формулы — прямая пропорциональность между интенсивностью радиации и синусом высоты солнца.

На рис. 1 представлена графически зависимость интенсивности радиации от синуса высоты солнца по данным наблюдений. Кривые 1 и 2 на этом рисунке характеризуют нормальный ход интенсивности суммарной радиации Q_0 и прямой радиации на горизонтальную поверхность S' при

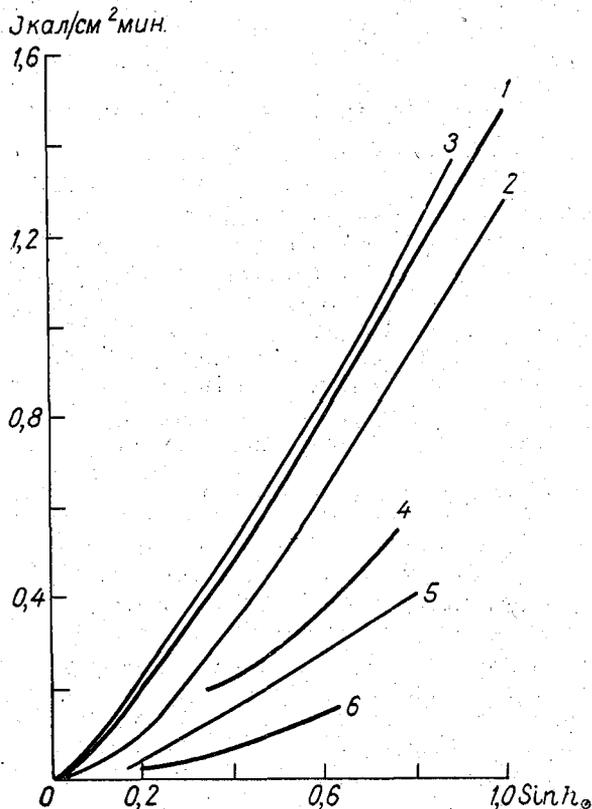


Рис. 1. Интенсивность различных потоков радиации как функция синуса высоты солнца.

безоблачном небе по обобщенным данным восьми станций СССР. Кривая 3 представляет изменение Q при облачности $\odot 10Ac$, кривая 4 — при облачности $\odot 10Sc$. Обе кривые построены по данным Б. М. Гальперин [2], полученным для станций Воейково, Тарту, Рига и Минск. Кривые 5 и 6 построены по данным М. П. Чижевской [3, 4], причем первая из них представляет ход S' при облачности $\Pi 10Ac$, а вторая — ход Q при облачности $\Pi 10Sc$. Эти кривые вогнуты, хотя и незначительно, в сторону больших ординат. Аппроксимация их прямыми линиями, проходящими через начало координат, может рассматриваться только как первое приближение. При такой аппроксимации вводятся систематические ошибки, приводящие к завышению интенсивности радиации при малых высотах солнца и занижению при больших. Поэтому следует ожидать, что вычисленные по формуле (7) часовые суммы радиации будут отличаться от сумм, полученных из наблюдений. Расхождения между этими суммами должны получаться различными в зависимости от величины τ_0 .

и положения данного часового промежутка по отношению к моменту истинного полудня. Однако можно думать, что зависимость относительных часовых сумм $\frac{\Sigma Q_{\text{час}}}{\Sigma Q_{\text{сут}}}$ от τ_0 должна получаться одинаковой для

пунктов, находящихся в различных географических и климатических условиях, так как форма кривых дневного хода интенсивности радиации в различных пунктах остается одной и той же. Эта форма является общей для дневного хода радиации как при ясном небе (кривая 1 и 2 рис. 1), так и при полной облачности (кривые 3—6), а также для потоков Q и S' . Поэтому можно рассчитывать, что определенная эмпирически функция $f(\tau_0) = \frac{\Sigma Q_{\text{час}}}{\Sigma Q_{\text{сут}}}$ окажется применимой для вычисления часовых сумм радиации в очень разнообразных условиях.

Для проверки этих предположений были использованы данные по средним часовым суммам суммарной радиации, полученные путем регистрации на пяти станциях СССР (Якутск, Воейково, Высокая Дубрава, Карадаг и Владивосток) и приведенные в монографии [1]. Перечисленные станции расположены в пределах 43—62° с. ш. и находятся в очень различных условиях суточного и годового хода облачности. Что же касается продолжительности дня и, следовательно, величины τ_0 , то для наиболее северных пунктов — Якутска и Воейково — τ_0 меняется в течение года от 2,5—3 до 9,5—10 час., т. е. достаточно широком интервале.

Результаты этой проверки изображены на рис. 2. Точки на графике характеризуют соотношения между величинами $\frac{\Sigma Q_{\text{час}}}{\Sigma Q_{\text{сут}}}$ и τ_0 по наблю-

дениям перечисленных станций. Соотношения, рассчитанные по формуле (7), представлены сплошными линиями. На рисунке приведены данные только для четырех часовых промежутков, середины которых отстоят от полудня на 0,5; 2,5; 4,5; и 6,5 часа. В соответствии со сказанным выше, вычисленные по формуле относительные часовые суммы оказываются заниженными для промежутков $12 \pm 0,5$ часа (наибольшая за день высота солнца). То же наблюдается и для промежутка $12 \pm 2,5$ часа при значениях $\tau_0 > 5$ (весенне-летний период). При $\tau_0 < 5$ (зимний период) для этого часового промежутка высоты солнца невелики и формула дает завышенные значения $\frac{\Sigma Q_{\text{час}}}{\Sigma Q_{\text{сут}}}$. Для промежутков $12 \pm 4,5$

и $12 \pm 6,5$ часа при небольших высотах солнца вычисленные по формуле значения оказываются также завышенными.

Точки, полученные по данным наблюдений, располагаются на графике узкими полосами, причем в этих полосах точки, соответствующие различным пунктам, оказываются перемешанными. Внутри каждой полосы можно провести кривую так, чтобы она делила полосу пополам. Разброс точек по обе стороны такой кривой получается очень небольшим, и отклонения отдельных точек полосы от этой кривой можно считать случайным. Построенная для середины каждого часового промежутка система таких кривых представляет графически эмпирические

соотношения между величинами отношений $\frac{\Sigma Q_{\text{час}}}{\Sigma Q_{\text{сут}}}$ и τ_0 , которые могут

быть использованы для расчета часовых сумм. Как следует из сказанного ранее, эти соотношения должны быть очень устойчивыми, справедливыми для различных условий климата и независимыми от географического положения пунктов.

Относительные часовые суммы радиации для различных значений τ_0
(% суточной суммы)

Часовые промежутки	Часовой угол солнца в момент захода, часы									
	2,5	3	3,5	4	5	6	7	8	9	10
11—12 и 12—13	32,0	25,2	22,2	20,2	16,7	14,2	12,4	11,1	10,2	10,0
10—11 и 13—14	12,0	16,8	17,0	16,5	14,5	12,8	11,6	10,5	9,7	9,3
9—10 и 14—15	6,0	8,0	9,2	10,0	10,8	10,5	9,9	9,4	8,6	8,4
8—9 и 15—16	—	—	1,6	3,3	6,0	7,3	7,6	7,6	7,5	7,4
7—8 и 16—17	—	—	—	—	2,0	3,9	5,2	5,7	5,8	5,8
6—7 и 17—18	—	—	—	—	—	1,3	2,5	3,6	4,2	4,4
5—6 и 18—19	—	—	—	—	—	—	0,8	1,7	2,6	2,8
4—5 и 19—20	—	—	—	—	—	—	—	0,4	1,2	1,5
3—4 и 20—21	—	—	—	—	—	—	—	—	0,2	0,4

В табл. 1 приводятся составленные по упомянутым графикам значения $\frac{\Sigma Q_{\text{час}}}{\Sigma Q_{\text{сут}}}$.

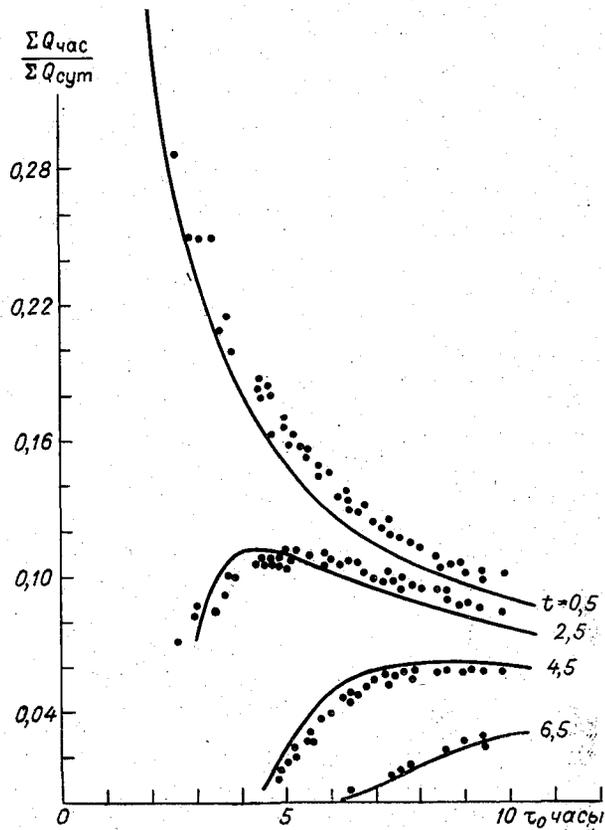


Рис. 2. Отношение $\frac{\Sigma Q_{\text{час}}}{\Sigma Q_{\text{сут}}}$ в зависимости от τ_0 по наблюдениям и по формуле (7).

Вычисленный по табл. 1 дневной ход часовых сумм радиации получается симметричным относительно истинного полудня, так как изменения

прозрачности атмосферы и средней облачности в течение дня не учитывались при построении графиков зависимости относительных часовых сумм от τ_0 . В действительности же и прозрачность атмосферы и облачность могут иметь заметный суточный ход, вследствие чего дневной ход радиации может быть не вполне симметричен относительно истинного полудня. Однако, как было показано выше, разброс точек на графиках зависимости $\frac{\Sigma Q_{\text{час}}}{\Sigma Q_{\text{сут}}}$ от τ_0 получился незначительным. Поэтому можно думать, что по крайней мере для средних за промежутки порядка месяца или даже декады результаты расчета по графикам или табл. 1 не должны значительно расходиться с результатами регистрации. В каче-

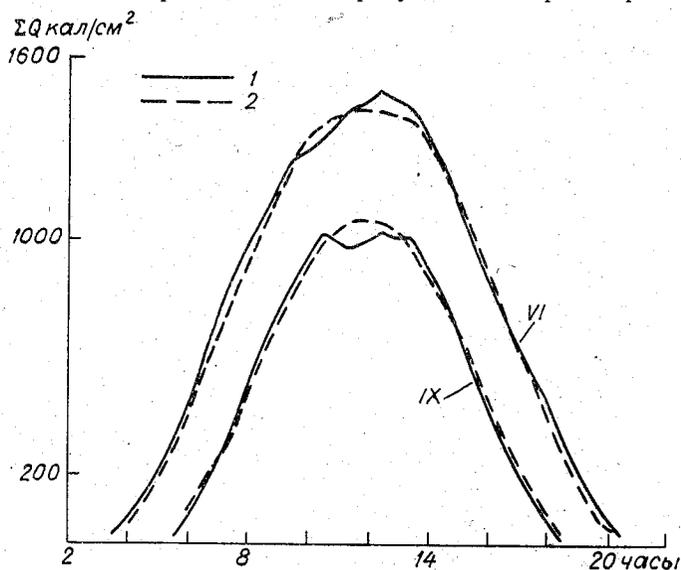


Рис. 3. Суточный ход суммарной радиации по регистрации (1) и расчету (2). Каунас, июнь и сентябрь 1963 г.

стве примера, подтверждающего справедливость этого предположения, можно привести рис. 3. На этом рисунке представлен дневной ход месячных сумм суммарной радиации за отдельные часовые промежутки в Каунасе за июнь и сентябрь 1963 г. Линиями 1 изображен ход часовых сумм по данным регистрации, линиями 2 — распределение месячных сумм по часовым промежуткам, вычисленное с помощью данных табл. 1. Приведенный пример можно считать типичным, так как и для других пунктов в другие месяцы и годы отклонения вычисленных часовых сумм от измеренных аналогичны. Наибольшие абсолютные отклонения наблюдаются в летние месяцы и в околополуденные часы, причем относительные отклонения в большинстве случаев не превышают 10%. В месяцы холодного полугодия отклонения уменьшаются по абсолютной величине, но по отношению к суточным суммам несколько возрастают. В общем, дневной ход суммарной радиации рассчитывается по данным табл. 1 с точностью, которая может быть признана удовлетворительной для многих практических применений. В частности, описанный метод может быть применен и для контроля обработки записей самописцев. Данные табл. 1 можно использовать и для расчета часовых сумм рассеянной радиации и прямой радиации на горизонтальную поверхность. В этом случае рассчитанные суммы $\Sigma S'_{\text{час}}$ получают систематически

завышенными для часовых промежутков, близких к моментам восхода и захода солнца, а суммы $\Sigma D_{\text{час}}$, наоборот, — заниженными. Если необходимо избежать таких ошибок, то для потоков S' и D могут быть по данным регистрации составлены особые таблицы, аналогичные табл. 1.

Возможность рассчитывать суточный ход радиации не только по многолетним средним данным суточных сумм, но и по данным для отдельных месяцев одного определенного года позволяет значительно расширить объем информации, которая может быть получена с сети станций, оборудованных интеграторами (например, электролитическими интеграторами типа X-603).

ЛИТЕРАТУРА

1. Барашкова Е. П. Радиационный режим территории СССР. Гидрометеониздат, Л., 1961.
2. Гальперин Б. М. и Серякова Л. П. Рассеянная и суммарная солнечная радиация при различных условиях. Труды ГГО, вып. 152, 1964, 96—109.
3. Чижевская М. П. Прямая радиация в Воейково и использование ее для определения характеристик прозрачности атмосферы. Труды ГГО, вып. 112, 1963, 128—141.
4. Чижевская М. П. Закономерности суммарной радиации по наблюдениям в Воейково. Труды ГГО, вып. 160, 1964, 39—53.
5. Whillier A. The determination of hourly values of total solar radiation from daily summations. Arch. f. Meteor., geoph. u. Bioklim., Ser B, Bd 7, 1956, 197—204.

НЕКОТОРЫЕ ДАННЫЕ ОБ ОСЛАБЛЕНИИ ПРЯМОЙ СОЛНЕЧНОЙ РАДИАЦИИ МЕСТНЫМИ ПОМУТНЕНИЯМИ

Прямая солнечная радиация является не только основной радиационной характеристикой, но и важнейшим климатообразующим фактором. Особенно велика роль прямой радиации в формировании климата приземного слоя воздуха и микроклимата, так как прямые солнечные лучи, освещая различно ориентированные подстилающие поверхности, по-разному нагревают эти поверхности, а следовательно, и прилегающие к ним слои воздуха. В связи с этим очень важно и интересно изучить ослабление прямой солнечной радиации разными местными помутнениями атмосферы, наблюдающимися как у поверхности земли, так и в свободной атмосфере. В работе рассмотрены четыре вида местных помутнений: 1) пыльные бури, 2) мгла, вызванная сухим ветром «афганцем», часто наблюдающимся в Средней Азии, 3) дым, пыль и другие аэрозоли, создающие мутный слой атмосферы над городом и 4) приземный слой снежной пыли и снежного тумана, образующийся над снежной поверхностью в полярных районах.

В качестве характеристик помутнения использованы коэффициент прозрачности P и фактор мутности T , расчет которых производился по методу С. И. Сивкова [1, 2]. Исходным материалом послужили наблюдения за прямой солнечной радиацией S , полученные во время экспедиций Главной геофизической обсерватории, а также некоторыми метеорологическими станциями. При этом использовались данные наблюдений за прямой солнечной радиацией только в ясные дни при больших высотах солнца. Величины коэффициента прозрачности и фактора мутности приводились к единой оптической массе $m=2$.

Ослабление прозрачности атмосферы и интенсивности прямой радиации пыльными бурями. Для оценки влияния пыльных бурь на прозрачность атмосферы и величину прямой радиации были использованы результаты наблюдений Главной геофизической обсерватории летом 1953 г. в районе станции Дубовская Ростовской области. Сильные суховеи, часто дующие здесь, поднимают в воздух массу бурой пыли. Проанализирован один из таких периодов суховея, продолжавшийся с 24 июня по 2 июля. Для расчетов было отобрано 15 случаев наблюдений, когда небо было ясным. В качестве эталона был выбран день 22 мая, отличавшийся исключительно ясной погодой. В этот день район экспедиции находился под влиянием пришедшей с севера холодной арктической массы воздуха, о чем можно судить по понижению темпе-

ратуры воздуха в ночь на 22 мая, вследствие которого отмечались заморозки на почве. Средняя величина прямой радиации S , измерения которой проводились в этот день с 9 до 17 час., составляла 1,34 кал/см². Средняя величина S при $m=2$, рассчитанная для среднего расстояния Земли от Солнца ($S_{\rho_{30}}$), равнялась 1,21 кал/см². Средний коэффициент прозрачности P и фактор мутности T , равные 0,785 и 2,49 до начала пыльной бури, в период пыльных бурь составляли соответственно 0,728 и 3,02.

При пыльной буре интенсивность прямой солнечной радиации уменьшилась в среднем на 9%, а максимальное поглощение S достигало 20%. Прозрачность же атмосферы уменьшилась в среднем на 9%, а в отдельных случаях на 18—20%. Что же касается фактора мутности, то он увеличивался в замутненном воздухе более чем на 20%, а в отдельные сроки даже на 45%. Мелкие частицы пыли, поднятые в воздух во время пыльной бури, продолжали оставаться во взвешенном состоянии долгое время, ослабляя приход прямой радиации. Так, по результатам наблюдений 6 июля, т. е. через четыре дня после периода пыльной бури, прозрачность атмосферы почти не увеличилась и составляла 0,740.

Ослабление прозрачности атмосферы и прямой солнечной радиации мглой, вызванной сухим среднеазиатским ветром «афганцем». Влияние мглы на ослабление прямой радиации и уменьшение прозрачности атмосферы можно оценить по материалам наблюдений за прямой радиацией, проведенных аспиранткой Главной геофизической обсерватории Л. П. Лапшовой в районе ст. Курган-Тюбе, расположенной в Вахшской долине (Таджикская ССРСР), летом 1966 г. Наибольший интерес представляют два ясных дня, один из которых (11 июня) отличался большой прозрачностью атмосферы и максимальными за все лето величинами интенсивности прямой радиации, другой (24 июня) — самым большим за месяц помутнением атмосферы. Данные расчета величин S , $\bar{S}_{\rho_{30}}$, P и T приведены в табл. 1.

Таблица 1

Дата	S кал/см ² мин.	$\bar{S}_{\rho_{30}}$ кал/см ² мин.	P	T
11 июня	1,20	1,02	0,72	3,33
24 июня	0,72	0,47	0,49	7,09

Как видно из таблицы, мгла, принесенная «афганцем», распространяющаяся значительно выше пограничного слоя атмосферы, может ослабить прямую радиацию почти вдвое (т. е. как S_i или даже S_s). Коэффициент прозрачности при этом снизился в среднем на 32% против обычных средних значений и достиг очень малой величины (0,49). Фактор мутности увеличился почти в 1,5 раза.

Ослабление прозрачности атмосферы и прямой солнечной радиации в городе. При полете в ясный день на самолете к большому городу, еще издали можно заметить над ним темный слой загрязненного воздуха. Такую «шапку» можно наблюдать и с поверхности земли, находясь за городом. Для оценки величины ослабления прямой радиации в городах были использованы данные наблюдений за несколько совершенно ясных дней июня 1964 г. на двух близлежащих станциях. Одна из них

(Ленинград) находилась в городе, другая (Воейково) за городом. Результаты расчетов S , $\bar{S}_{\rho_{30}}$, P и T на этих станциях приведены в табл. 2.

Таблица 2

Станция	S кал/см ² мин.	$\bar{S}_{\rho_{30}}$ кал/см ² мин.	P	T
Всейково	1,21	1,06	0,73	3,06
Ленинград	1,12	0,96	0,70	3,61

Из таблицы видно, что прямая радиация за городом летом в среднем на 8% выше, чем в городе. Наибольшее ослабление радиации в городе наблюдается в утренние часы. В отдельные дни это ослабление может достигать 15%. Что же касается коэффициента прозрачности, то он понижается в городе в среднем на 5%. Наименьшая прозрачность наблюдается в утренние часы. Фактор мутности в городе в среднем возрастает на 17%. Утром он на 26% выше, чем за городом.

Ослабление прозрачности атмосферы и прямой радиации снежным и ледяным туманом в Антарктиде. Из исследований советских ученых, проведенных во время антарктических экспедиций, известно, что атмосфера над Антарктидой отличается большой прозрачностью. Даже средние месячные величины коэффициенты прозрачности, по данным З. Я. Субботиной [3], в Антарктиде для уровня моря оказались больше 0,8. Однако и в условиях Антарктиды целый ряд местных помутнений существенно ослабляет приход прямой радиации. Наиболее частыми являются облака снежной пыли и ледяного тумана, образующиеся у земной поверхности. Для оценки ослабляющего действия облаков снежной пыли и тумана на прямую радиацию использовались данные наблюдений на ст. Пионерская за несколько ясных дней февраля — марта 1957 г. В один из этих дней (1 февраля) снежные облака не наблюдались. Данные этого дня были приняты за эталон. Остальные наблюдения были осреднены для получения более общей закономерности. Результаты вычислений приведены в табл. 3. Следует оговориться, что, поскольку внутриматериковые антарктические станции находятся на 2,5—3 км выше уровня моря, коэффициент прозрачности P для них дан в относительных единицах.

Таблица 3

Характер погоды	S кал/см ² мин.	$\bar{S}_{\rho_{30}}$ кал/см ² мин.	P	T
Ясно	1,45	1,50	0,870	1,39
Ледяной туман	1,23	1,26	0,798	2,26

Из таблицы видно, что хотя приземные облака ледяного тумана уменьшают действительную интенсивность прямой радиации почти на 15%, P уменьшается в среднем всего лишь на 8%, а T возрастает на 40%.

Очень значительное ослабление прямой радиации и прозрачности атмосферы вызывает ледяная дымка, часто наблюдающаяся в полярных районах. В отличие от облаков снежной пыли, ледяная дымка связана с сублимацией водяного пара, образующегося над снежной поверх-

ностью в результате испарения. Она обычно наблюдается в весенние и летние дни при тихой и ясной погоде и достигает наибольшей интенсивности в полуденные часы. Высота ее значительно больше высоты слоя ледяного тумана. Ослабление прямой радиации ледяной дымкой, рассчитанное по материалам наблюдений ст. Восток-1, в октябре — ноябре 1957 г. колебалось от 5 до 25%, составляя в среднем, как и для ледяного тумана, около 15%.

Максимальное ослабление наблюдается в полуденные часы. Окончательные результаты расчетов приводятся в сводной таблице средних величин уменьшения прямой радиации и прозрачности атмосферы местными помутнениями (табл. 4).

Таблица 4

Вид помутнения	Среднее понижение, %			
	S кал/см ² мин.	$\bar{S}_{e_{30}}$ кал/см ² мин.	P	T
Пыльная буря	9	13	9	21
Мгла	40	44	32	113
Помутнение над городом	8	9	5	17
Ледяной туман	15	16	8	40

ЛИТЕРАТУРА

1. Сивков С. И. Обобщение эмпирических зависимостей между интенсивностью радиации, высотой солнца и прозрачностью атмосферы. Труды ГГО, вып. 115, 1960.
2. Методические указания по определению характеристик прозрачности атмосферы для актинометрических отделов гидрометобсерватории. Изд. ГГО, 1966.
3. Субботина З. Я. Коэффициент прозрачности в Антарктиде. Труды ГГО, вып. 115, 1960.

ФУНКЦИЯ ПРОПУСКАНИЯ ДЛИННОВОЛНОВОЙ РАДИАЦИИ И ЕЕ ЗАВИСИМОСТЬ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ ИСТОЧНИКА ИЗЛУЧЕНИЯ

В результате проведенных в последние годы экспериментальных исследований была обнаружена весьма заметная зависимость интегральной функции пропускания длинноволновой радиации от температуры источника излучения [1, 2]. Этот вопрос имеет значение как для разработки методики расчета радиационного теплообмена в атмосфере [3, 4], так и для анализа пригодности экспериментальных данных, полученных в предположении независимости функции пропускания от температуры источника излучения [1].

В работе [1] было показано, что упомянутое предположение приводит к получению из эксперимента функции пропускания, относящейся к температуре, которая значительно выше температуры источников излучения. Легко показать, что если в пределе используемых температур наблюдается линейная зависимость интегральной функции пропускания $P(\omega, T)$ от T^4 , то эксперимент даст функцию

$$\Phi(\omega, T_*) = P(\omega, T_*) + \frac{T_*}{4} \frac{\partial P}{\partial T},$$

где T_* — средняя температура¹.

В самом деле, при работе с двумя излучателями, имеющими температуры T_1 и T_2 , выходной сигнал радиометра

$$U = a [E(T_1)P(\omega, T_1) - E(T_2)P(\omega, T_2)], \quad (1)$$

где $E = \sigma T^4$, ω — поглощающая масса на пути луча, a — постоянная прибора, $P(\omega, T)$ — функция пропускания для радиации от источника с температурой T .

Разложим функции $P(T_1)$ и $P(T_2)$ в ряд Тейлора около точек $E(T_1)$ и $E(T_2)$ соответственно:

$$\begin{aligned} P(T_1) &= P(T_2) + \left. \frac{\partial P}{\partial E} \right|_{T_2} (E_1 - E_2) + \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 P}{\partial E^2} \right|_{T_2} (E_1 - E_2)^2 + \dots \\ P(T_2) &= P(T_1) + \left. \frac{\partial P}{\partial E} \right|_{T_1} (E_2 - E_1) + \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 P}{\partial E^2} \right|_{T_1} (E_2 - E_1)^2 + \dots \end{aligned} \quad (2)$$

¹ О функции $\Phi(\omega, T)$ см. [3, 8].

Подставляем (2) в (1). После простых преобразований получим, что

$$\frac{U}{a(E_1 - E_2)} = \frac{\Phi(T_1) + \Phi(T_2)}{2} + \Delta Q, \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} \Delta Q = & \frac{1}{2} [E(T_1) - E(T_2)] \left(\frac{\partial P}{\partial E} \Big|_{T_2} - \frac{\partial P}{\partial E} \Big|_{T_1} \right) + \\ & + \frac{1}{4} [E(T_1) - E(T_2)] \left[\frac{\partial^2 P}{\partial E^2} \Big|_{T_2} E(T_1) - \frac{\partial^2 P}{\partial E^2} \Big|_{T_1} E(T_2) \right] + \dots \end{aligned} \quad (4)$$

Таким образом, при самом общем виде функции $P(T)$ измерения с двумя излучателями дают среднее значение $\Phi(\omega)$ с ошибкой ΔQ , которая может быть оценена, если известна зависимость $P(T)$. В частном случае, когда $P(\omega, T)$ таково, что $P(T^k)$ — прямая, $\Delta Q = 0$, а

$$\frac{U}{a[E(T_1) - E(T_2)]} = \Phi\left(\omega, \frac{T_1 + T_2}{2}\right). \quad (5)$$

Имеющихся в настоящее время экспериментальных и теоретических данных для решения вопроса о виде зависимости $P(\omega, T)$ явно недостаточно. Поэтому был произведен соответствующий расчет с использованием данных работы [5]. В ней приведены формулы для расчета пропускания водяным паром и углекислым газом по узким участкам спектра $\Delta\nu = 25 \text{ см}^{-1}$.

Расчет функции пропускания для водяного пара проводился по формуле

$$P(\omega, T) = \sum_i P_{\Delta\nu_i}(\omega) b_{\Delta\nu_i}(T), \quad (6)$$

где $b_{\Delta\nu}(T)$ — доля излучения абсолютно черного тела, приходящаяся на интервал $\Delta\nu$ [6].

Вычисления проведены для температуры от -100 до $+100^\circ \text{C}$ с шагом в 20° . Была сосчитана функция пропускания для всего спектра $25\text{--}1250 \text{ см}^{-1}$ ($4,65\text{--}400 \text{ мкм}$) и для следующих спектральных интервалов: область вращательных полос водяного пара $25\text{--}550 \text{ см}^{-1}$ ($18,2\text{--}400 \text{ мкм}$); участок, перекрывающийся с полосой углекислого газа, $550\text{--}800 \text{ см}^{-1}$ ($12,5\text{--}18,2 \text{ мкм}$); интервал слабого поглощения $800\text{--}1200 \text{ см}^{-1}$ ($8,33\text{--}12,5 \text{ мкм}$); колебательно-вращательная полоса $1200\text{--}2150 \text{ см}^{-1}$ ($4,65\text{--}8,33 \text{ мкм}$); полоса углекислого газа $550\text{--}800 \text{ см}^{-1}$ ($12,5\text{--}18,2 \text{ мкм}$). Результаты расчета помещены в приложении, где ω — количество водяного пара в 1 см осажденной воды, u — количество углекислого газа в атм. $\times \text{см}$.

Интегральная функция пропускания при одновременном поглощении водяным паром и углекислым газом рассчитывалась по формуле:

$$P(\omega, u, T) = P(\omega, T) - \Delta P(\omega, u, T), \quad (7)$$

где

$$\Delta P(\omega, u, T) = \sum_i [1 - P_{\Delta\nu_i}(u)] P_{\Delta\nu_i}(\omega) b_{\Delta\nu_i}(T). \quad (8)$$

Рассмотрим полученные зависимости. Поскольку $P(\omega, T) \rightarrow 1$ при $\omega \rightarrow 0$ и $P(\omega, T) \rightarrow 0$ при $\omega \rightarrow \infty$ для любых температур, то априори ясно, что зависимость $P(T)$ должна быть наиболее резко выражена для

средних значений поглощающих масс; кроме того, в полосах поглощения значение этой «критической массы» будет наименьшим, а в области «окна» наибольшим. Как видно из рис. 1 и 2, эти качественные соображения подтверждаются проведенными расчетами. Приближенные значения критической массы водяного пара следующие: 0,1 см для полосы при 6,3 мкм, 0,01 см для части спектра с $\lambda > 18$ мкм, 1—2 см для области перекрытия с полосой CO_2 , 0,2 см для всего спектра; «окно» 8—12 мкм — зависимость от температуры появляется лишь с масс порядка 1 см.

Интересным является наличие экстремальной точки у кривых $P(T)$. Для интегральной радиации этот максимум с увеличением поглощающей массы сдвигается в сторону более высоких температур. При $\omega = 0,0001$ см максимум кривой $P(T)$ приходится на 280°K , а при $\omega = 1$ см — на 340°K . Наибольшее изменение $P(T)$ наблюдается при низких температурах, где $\frac{\partial P}{\partial T}$ достигает величины $0,0035$ град $^{-1}$.

С ростом температуры производная приближается к нулю, а затем становится отрицательной. На первый взгляд, неожиданным оказалось уменьшение пропускания с увеличением температуры во вращательно-колебательной полосе водяного пара. Объясняется это тем, что при возрастании температуры (например, от -100 до $+20^\circ\text{C}$) значительно увеличивается относительный вес центральной части полосы и уменьшается крыльев (по отношению к излучению, заключенному во всей полосе). Относительное увеличение веса центральной части полосы будет происходить лишь до определенной температуры, затем, при дальнейшем увеличении температуры начнется уменьшение ее вклада и производная от функции пропускания по температуре станет положительной.

В области окна 8—12 мкм с увеличением температуры имеется незначительное возрастание $P(\omega, T)$ только для масс порядка нескольких единиц. Например, для $\omega = 10$ см $\frac{\partial P}{\partial T} = 0,0001$ град $^{-1}$. Поглощение радиации водяным паром в интервале спектра, где находится полоса поглощения углекислого газа, несколько уменьшается с увеличением температуры ($\frac{\partial P}{\partial T} = 0,0001 - 0,00045$ град $^{-1}$). Заметный рост функции пропускания с увеличением температуры наблюдается для области с $\lambda > 18$ мкм ($\frac{\partial P}{\partial T}$ достигает величины $0,0006 - 0,0014$ град $^{-1}$).

Зависимость поглощения углекислым газом в полосе при 15 мкм от температуры практически отсутствует. Поскольку указанная зависимость для водяного пара в этой области также мала, то изменение поправки $\Delta P(\omega, u, T)$ с изменением температуры будет обуславливаться главным образом температурной зависимостью доли излучения, заключенного в полосе CO_2 . Расчет, проведенный для двух горизонтальных путей в атмосфере, показал, что учет поглощения углекислым газом не приводит к заметным изменениям зависимости $P(T)$ (рис. 1).

Для того чтобы судить об универсальности полученных кривых $P(\omega, T)$, необходимо рассмотреть вопрос о чувствительности расчета к вариации исходных данных Δv и $P_{\Delta v}$. Для этого на рис. 1 и 2 были нанесены также значения $P(\omega, T)$, заимствованные из работы [7], причем для наглядности совмещены соответствующие кривые при $T = 300^\circ\text{K}$.

Сравнение показывает, что ход кривых $P(T)$ для всего спектра и полосы при $\lambda = 6,3$ мкм почти одинаков, хотя расхождения в абсолют-

ных значениях $P(T)$ достигают 0,14. Для полосы CO_2 , по [7], значение $P(T)$ в пределах температур 220—300° К возрастает на 0,01—0,02, а по нашим расчетам остается постоянным. В области спектра с $\lambda > 18$ мкм сравнение провести не удалось, так как в [7] расчет ограничен длиной волны 40 мкм, что при низких температурах может привести к заметной ошибке, особенно для малых поглощающих масс (рис. 2 а). По этой же причине не были использованы для сравнения результаты работы [9].

К сожалению, в [7] выполнен расчет для значительно меньшего предела температур. Безусловно, такое ограниченное сравнение не позволяет решить вопрос об универсальности зависимостей $P(T)$ с достаточной надежностью.

Несколько слов об абсолютных значениях функции пропускания, полученной по формулам работы [5]. Из исходных данных, использованных авторами [5], наименее надежными являются данные в интервалах 25—200 и 500—1200 см^{-1} , для которых были взяты коэффициенты поглощения, рассчитанные Ямамото [10], и наблюдения Роча и Гуди [11]. Относительно надежности этих

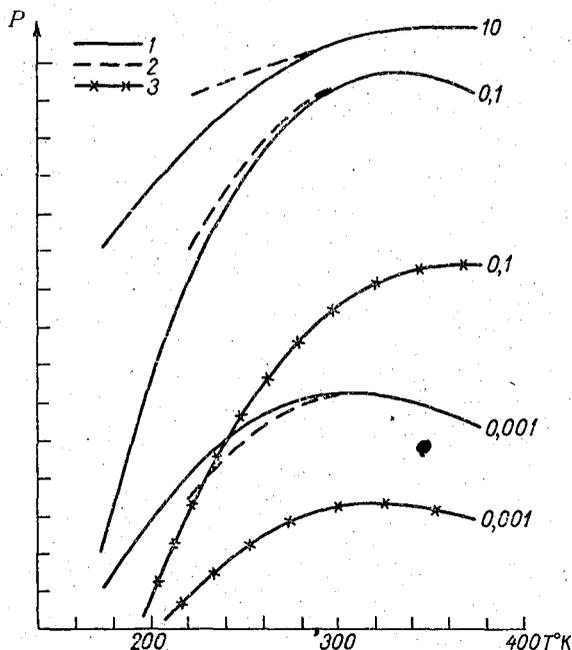


Рис. 1. Зависимость интегральной функции пропускания от температуры.

Цифры на кривых — количество водяного пара в сантиметрах. Одно деление на шкале абсцисс равно 0,02. 1 — для водяного пара по данным настоящей работы; 2 — то же по [7]; 3 — для водяного пара и углекислого газа ($w=0,1$ см, $u=24$ атм. см, расстояние вблизи земли 800 м; $w=0,0001$ см, $u=1,8$ атм. см, расстояние 60 м).

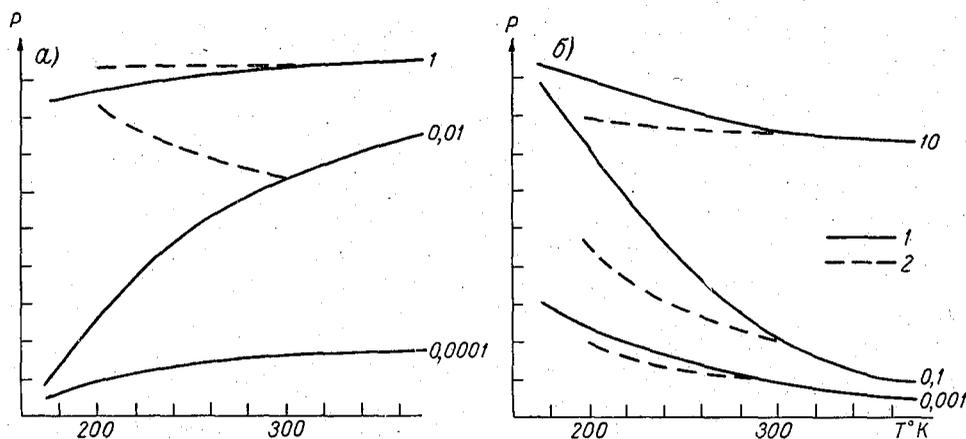


Рис. 2. Зависимость функции пропускания от температуры.

Цифры на кривых — количество водяного пара в сантиметрах. Одно деление на шкале абсцисс равно 0,02. а — спектральный интервал 25—550 см^{-1} , б — спектральный интервал 1200—2150 см^{-1} ; 1 — по данным настоящей работы, 2 — по работе [7].

наблюдений сами авторы в одной из своих последующих статей выражали сомнение.

Нам кажется, что функция пропускания для всего спектра и областей слабого поглощения, рассчитанная по формулам Дэвиса и Визе [5], дает завышенные значения для масс порядка нескольких единиц.

Все расчеты на ЭВМ «Урал-4» были проведены ст. инженером Б. М. Ильиным, за это автор приносит ему глубокую благодарность.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бериташвили Б. Ш., Броунштейн А. М., Казакова К. В. О зависимости интегральной функции пропускания атмосферы от температуры черного излучения. Труды ГГО, вып. 184, 1966.
2. Броунштейн А. М., Казакова К. В. Исследование интегральной функции пропускания длинноволновой радиации с использованием радиационного экрана. См. наст. сб.
3. Шехтер Ф. Н. К вопросу о зависимости функции пропускания от температуры источника излучения. Труды VI Межведомственного совещания по актинометрии и атмосферной оптике, Тарту, 1966.
4. Lodson W. L. The evaluation of infrared radiative fluxes due to atmospheric water vapor. Quart. Journ. Roy. Met. Soc., v. 79, N 341, 1953.
5. Davis P. A., Vizee W. A model for computing infrared transmission through atmospheric water vapor and carbon dioxide. Journ. of Geoph. Res., v. 69, N 18, 1964.
6. Ананаевич П. А., Айзенштадт В. С. Таблицы распределения энергии и фотонов в спектре равновесного излучения. Изд. АН БССР, Минск, 1961.
7. Нийлиск Х. О зависимости функции пропускания атмосферы от температуры. Исследования по физике атмосферы, вып. 4. АН ЭССР, 1963.
8. Yamamoto G. On a radiation chart. The Sci. Rep. of the Tohoku Univ., 5 ser., Geophys., v. 4, N 1, 1952.
9. Зуев В. Е. Расчет интегральных функций поглощения длинноволновой радиации в атмосфере. Труды ВНМС, т. VI, Л., 1963.
10. Yamamoto G., Ohishi G. Absorption coefficients of water vapor in the far infrared region. Sci. Rep. Tohoku Univ., 5 ser., Geophys., v. 1, N 5, 1949.
11. Roach W. T., Goody R. M. Absorption and emission in the atmospheric window from 770 to 1250 cm^{-1} . Quart. Journ. Roy. Met. Soc., v. 84, N 2, 1958.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Интегральная функция пропускания для водяного пара

ψ см	$t^{\circ}\text{C}$										
	-100	-80	-60	-40	-20	0	20	40	60	80	100
0,000010	99,3	99,4	99,5	99,5	99,5	99,3	99,1	98,7	98,2	97,5	96,6
0,000024	98,4	98,7	98,9	99,0	99,1	99,0	98,8	98,4	97,9	97,2	96,3
0,000049	97,1	97,7	98,1	98,3	98,4	98,4	98,3	98,0	97,5	96,8	96,0
0,00010	95,0	96,0	96,6	97,1	97,4	97,5	97,5	97,2	96,8	96,1	95,3
0,00024	91,0	92,7	93,9	94,8	95,4	95,7	95,8	95,7	95,3	94,7	93,9
0,00049	86,5	88,9	90,7	92,0	93,0	93,5	93,8	93,8	93,5	92,9	92,2
0,0010	80,9	84,2	86,7	88,6	89,9	90,7	91,2	91,3	91,1	90,6	89,9
0,0024	72,9	77,4	80,7	83,3	85,1	86,4	87,2	87,4	87,3	86,9	86,3
0,0049	65,9	71,2	75,3	78,4	80,7	82,2	83,2	83,6	83,6	83,2	82,6
0,010	58,8	64,8	69,5	73,1	75,8	77,6	78,8	79,3	79,4	79,0	78,4
0,024	50,5	57,0	62,3	66,4	69,5	71,6	72,9	73,6	73,7	73,3	72,7
0,049	44,1	50,9	56,5	60,8	64,1	66,3	67,8	68,5	68,7	68,4	67,8
0,10	38,1	44,9	50,5	55,0	58,4	60,8	62,4	63,2	63,4	63,2	62,6
0,24	31,1	37,6	43,1	47,6	51,1	53,6	55,2	56,2	56,5	56,4	55,9
0,49	25,6	31,7	37,0	41,4	44,8	47,3	49,0	50,0	50,5	50,4	50,0
1,0	20,6	26,0	30,9	35,0	38,3	40,7	42,4	43,5	44,0	44,0	43,7
2,4	14,9	19,3	23,4	27,0	29,9	32,1	33,6	34,6	35,2	35,3	35,1
4,9	10,6	14,0	17,4	20,2	22,6	24,4	25,7	26,6	27,1	27,2	27,1
10	6,6	9,0	11,3	13,3	14,9	16,2	17,1	17,8	18,2	18,4	18,3
24	2,7	3,7	4,7	5,6	6,3	6,9	7,3	7,7	7,8	7,9	7,9

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Функция пропускания для спектрального интервала $1200-2150\text{ см}^{-1}$ ($4,65-8,33\text{ мкм}$)

ψ см	$t^{\circ}\text{C}$										
	-100	-80	-60	-40	-20	0	20	40	60	80	100
0,000010	99,8	99,8	99,8	99,8	99,8	99,8	99,8	99,7	99,7	99,7	99,7
0,000024	99,6	99,6	99,5	99,5	99,5	99,4	99,4	99,4	99,4	99,4	99,4
0,000049	99,3	99,2	99,1	99,0	99,0	98,9	98,9	98,8	98,8	98,7	98,8
0,00010	98,7	98,5	98,3	98,2	98,1	98,0	98,0	97,8	97,8	97,7	97,7
0,00024	97,4	97,0	96,7	96,4	96,2	96,0	96,0	95,7	95,6	95,4	95,4
0,00049	95,8	95,1	94,5	94,1	93,7	93,4	93,3	92,9	92,8	92,4	92,5
0,0010	93,4	92,4	91,5	90,8	90,2	89,7	89,6	89,0	88,8	88,3	88,5
0,0024	89,2	87,7	86,4	85,3	84,4	83,8	83,4	82,7	82,3	81,7	81,8
0,0049	84,9	82,9	81,1	79,7	78,5	77,5	77,0	76,1	75,7	74,9	75,0
0,010	79,6	77,0	74,8	73,0	71,5	70,3	69,6	68,6	68,0	67,1	67,2
0,024	71,9	68,8	66,2	63,9	62,1	60,6	59,6	58,6	57,8	56,9	56,9
0,049	65,0	61,6	58,6	56,2	54,2	52,6	51,4	50,3	49,5	48,6	48,5
0,10	57,6	54,1	51,0	48,5	46,4	44,8	43,4	42,4	41,6	40,8	40,6
0,24	48,1	44,6	41,7	39,3	37,3	35,8	34,3	33,5	32,7	32,1	31,8
0,49	40,1	36,9	34,3	32,1	30,3	28,9	27,5	26,9	26,2	25,6	25,3
1,0	32,1	29,3	27,0	25,2	23,7	22,5	21,1	20,7	20,1	19,7	19,4
2,4	22,5	20,5	18,7	17,4	16,2	15,3	14,2	14,0	13,6	13,2	13,1
4,9	15,5	13,9	12,7	11,7	10,9	10,3	9,4	9,4	9,1	8,8	8,7
10	9,5	8,5	7,7	7,1	6,6	6,2	5,5	5,6	5,4	5,3	5,2
24	4,2	3,7	3,4	3,1	2,8	2,7	2,2	2,4	2,3	2,3	2,2

ПРИЛОЖЕНИЕ 3

Функция пропускания для спектрального интервала 800—1200 см⁻¹ (8,33—12,5 мкм)*

ω см	t° C										
	-100	-80	-60	-40	-20	0	20	40	60	80	100
0,0010	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
0,0024	99,9	99,9	99,9	99,9	99,9	99,9	99,9	99,9	99,9	99,9	99,9
0,0049	99,9	99,9	99,9	99,9	99,9	99,9	99,9	99,9	99,9	99,9	99,9
0,010	99,8	99,8	99,8	99,8	99,8	99,8	99,8	99,8	99,8	99,8	99,8
0,024	99,5	99,5	99,5	99,5	99,5	99,5	99,5	99,5	99,5	99,5	99,5
0,049	99,1	99,1	99,1	99,1	99,1	99,1	99,1	99,2	99,2	99,2	99,2
0,10	98,4	98,4	98,4	98,4	98,4	98,5	98,5	98,5	98,5	98,5	98,5
0,24	96,7	96,7	96,7	96,8	96,8	96,8	96,8	96,8	96,8	96,8	96,9
0,49	94,0	94,1	94,1	94,2	94,2	94,3	94,3	94,3	94,3	94,3	94,3
1,0	89,3	89,5	89,6	89,6	89,7	89,8	89,8	89,8	89,9	89,9	89,9
2,4	79,0	79,2	79,4	79,5	79,6	79,7	79,8	79,8	79,9	79,9	80,0
4,9	65,0	65,3	65,6	65,7	65,9	66,0	66,1	66,2	66,3	66,3	66,4
10	45,6	45,9	46,2	46,4	46,6	46,7	46,9	47,0	47,1	47,1	47,2
24	19,2	19,5	19,7	19,9	20,0	20,2	20,3	20,4	20,5	20,5	20,6

ПРИЛОЖЕНИЕ 4

Функция пропускания для спектрального интервала 550—800 см⁻¹ (12,5—18,2 мкм)

ω см	t° C										
	-100	-80	-60	-40	-20	0	20	40	60	80	100
0,00010	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
0,00024	99,9	99,9	99,9	99,9	99,9	99,9	99,9	99,9	99,9	99,9	99,9
0,00049	99,9	99,9	99,9	99,9	99,9	99,9	99,9	99,9	99,9	99,9	99,9
0,0010	99,8	99,8	99,8	99,8	99,8	99,8	99,8	99,8	99,8	99,8	99,8
0,0024	99,5	99,5	99,5	99,5	99,5	99,5	99,5	99,5	99,6	99,6	99,6
0,0049	98,9	99,0	99,0	99,0	99,1	99,1	99,1	99,1	99,1	99,1	99,1
0,010	97,9	98,0	98,0	98,1	98,1	98,2	98,2	98,2	98,3	98,3	98,3
0,024	95,3	95,5	95,6	95,8	95,8	95,9	96,0	96,0	96,1	96,1	96,2
0,049	91,6	91,8	92,1	92,3	92,4	92,5	92,6	92,7	92,8	92,8	92,9
0,10	85,6	86,1	86,4	86,7	86,9	87,1	87,3	87,6	87,6	87,7	87,8
0,24	75,0	75,6	76,1	76,6	76,9	77,2	77,5	77,7	77,9	78,0	78,2
0,49	63,7	64,5	65,1	65,7	66,1	66,5	66,8	67,1	67,3	67,5	67,7
1,0	50,9	51,7	52,4	53,0	53,5	53,9	54,3	54,6	54,9	55,1	55,3
2,4	34,5	35,3	36,0	36,6	37,1	37,5	37,9	38,2	38,5	38,7	38,9
4,9	22,3	23,0	23,7	24,2	24,6	25,0	25,3	25,6	25,8	26,0	26,2
10	12,6	13,1	13,6	14,0	14,3	14,6	14,9	15,1	15,2	15,4	15,6
24	4,9	5,2	5,5	5,7	5,8	6,0	6,1	6,2	6,3	6,4	6,5

ПРИЛОЖЕНИЕ 5

Функция пропускания для спектрального интервала 25—550 см⁻¹ (18,2—400 мкм)

ω см	t° C										
	-100	-80	-60	-40	-20	0	20	40	60	80	100
0,000010	99,0	99,1	99,2	99,2	99,3	99,3	99,3	99,3	99,4	99,4	99,4
0,000024	97,8	98,0	98,2	98,3	98,4	98,5	98,5	98,6	98,6	98,7	98,7
0,000049	95,9	96,3	96,6	96,8	97,0	97,1	97,2	97,3	97,4	97,5	97,6
0,00010	92,9	93,6	94,0	94,4	94,7	94,9	95,1	95,3	95,4	95,6	95,7
0,00024	87,2	88,3	89,1	89,7	90,2	90,7	91,0	91,3	91,5	91,7	91,9
0,00049	80,8	82,3	83,4	84,3	85,1	85,7	86,1	86,6	86,9	87,2	87,5
0,0010	72,8	74,8	76,3	77,5	78,4	79,2	79,9	80,4	80,9	81,3	81,7
0,0024	61,4	63,9	65,8	67,3	68,5	69,6	70,4	71,1	71,8	72,3	72,7
0,0049	51,4	54,2	56,3	58,0	59,4	60,6	61,5	62,4	63,1	63,7	64,2
0,010	41,6	44,4	46,6	48,4	49,8	51,0	52,1	52,9	53,7	54,3	54,9
0,024	30,5	33,1	35,2	36,8	38,2	39,4	40,3	41,2	41,9	42,5	43,1
0,049	22,7	24,9	26,7	28,1	29,3	30,4	31,2	32,0	32,6	33,1	33,6
0,10	16,0	17,8	19,2	20,4	21,3	22,1	22,8	23,4	24,0	24,4	24,8
0,24	9,4	10,6	11,6	12,3	13,0	13,6	14,0	14,5	14,8	15,1	15,4
0,49	5,5	6,2	6,8	7,3	7,8	8,1	8,4	8,7	8,9	9,2	9,3
1,0	2,8	3,2	3,5	3,8	4,1	4,3	4,4	4,6	4,7	4,9	5,0
2,4	1,0	1,1	1,2	1,3	1,4	1,5	1,6	1,6	1,7	1,7	1,8
4,9	0,3	0,4	0,4	0,4	0,5	0,5	0,5	0,5	0,5	0,6	0,6
10	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
24	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0

ПРИЛОЖЕНИЕ 6

Функция пропускания для углекислого газа

μ атм·см	t° C										
	-100	-80	-60	-40	-20	0	20	40	60	80	100
0,00049	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
0,0010	99,9	99,9	99,9	99,9	99,9	99,9	99,9	99,9	99,9	99,9	99,9
0,0024	99,9	99,9	99,9	99,9	99,9	99,9	99,9	99,9	99,9	99,9	99,9
0,0049	99,7	99,7	99,7	99,7	99,7	99,7	99,7	99,7	99,7	99,7	99,7
0,010	99,5	99,5	99,5	99,5	99,5	99,5	99,5	99,5	99,5	99,5	99,5
0,024	98,8	98,8	98,8	98,8	98,8	98,8	98,8	98,8	98,8	98,8	98,8
0,049	97,7	97,7	97,7	97,7	97,7	97,7	97,7	97,7	97,7	97,7	97,7
0,10	95,8	95,8	95,8	95,8	95,8	95,8	95,8	95,8	95,8	95,8	95,8
0,24	92,0	91,9	91,9	91,8	91,8	91,8	91,8	91,9	91,9	91,9	91,9
0,49	87,4	87,2	87,2	87,1	87,1	87,1	87,1	87,2	87,2	87,2	87,2
1,0	81,5	81,2	81,1	81,1	81,1	81,1	81,1	81,2	81,2	81,2	81,2
2,4	73,1	72,6	72,5	72,5	72,5	72,5	72,5	72,5	72,6	72,6	72,7
4,9	65,8	65,2	65,0	65,0	65,0	65,0	65,0	65,1	65,1	65,2	65,2
10	58,4	57,7	57,6	57,5	57,5	57,5	57,6	57,6	57,7	57,7	57,8
24	49,4	48,6	48,5	48,5	48,5	48,5	48,6	48,6	48,7	48,8	48,8
49	42,1	41,4	41,3	41,3	41,3	41,4	41,4	41,5	41,6	41,6	41,7
100	35,1	34,6	34,5	34,5	34,6	34,6	34,7	34,8	34,8	34,9	35,0
240	27,3	27,1	27,0	27,0	27,1	27,1	27,2	27,3	27,4	27,5	27,5
490	21,9	21,7	21,7	21,7	21,7	21,8	21,9	22,0	22,0	22,1	22,2
1000	17,0	16,9	16,9	16,9	16,9	17,0	17,0	17,1	17,2	17,2	17,3

Величины $\Delta P(\omega, u, T)$ для спектрального интервала 550—800 см⁻¹ (12,5—18,2 мкм)¹

u атм·см	ω см						
	0,010	0,049	0,10	0,24	1	10	24
$t_1 = -100$ и $t_2 = +100^\circ \text{C}$							
0,01	0,1	0,1	0,1	0,1	0,0	0,0	0,0
0,10	0,9	0,8	0,8	0,7	0,5	0,1	0,0
1	3,8	3,6	3,5	3,1	2,1	0,5	0,2
100	13,4	12,6	11,9	10,6	7,3	1,8	0,7
1000	17,0	16,1	15,1	13,4	9,2	2,4	0,9
$t_1 = -60$ и $t_2 = +20^\circ \text{C}$							
0,01	0,1	0,1	0,1	0,1	0,0	0,0	0,0
0,10	1,1	1,0	1,0	0,9	0,6	0,1	0,0
1	4,8	4,6	4,3	3,9	2,7	0,6	0,2
100	16,6	15,7	14,8	13,1	9,1	2,2	0,8
1000	21,1	19,9	18,7	16,6	11,5	2,9	1,1
$t_1 = -40$ и $t_2 = -20^\circ \text{C}$							
0,01	0,1	0,1	0,1	0,1	0,0	0,0	0,0
0,10	1,1	1,1	1,0	0,9	0,6	0,1	0,0
1	5,0	4,8	4,5	4,0	2,8	0,7	0,2
100	17,3	16,4	15,5	13,7	9,5	2,3	0,8
1000	22,0	20,5	19,5	17,3	12,0	3,0	1,2

¹ В таблице приведены средние из значений ΔP для указанных двух (t_1 и t_2) температур. Осредняемые величины различались не более чем на 0,3.

РЕЗУЛЬТАТЫ МЕЖДУНАРОДНЫХ СРАВНЕНИЙ БАЛАНСОМЕРОВ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ

В 1965—1966 гг. Всемирная метеорологическая организация проводила в Ленинграде (СССР), Гамбурге (ФРГ), Пуне (Индия) и Аспендейле (Австралия) сравнения балансомеров четырех наиболее распространенных типов с целью выяснения сравнимости данных наблюдений и регистраций, поступающих с актинометрических станций различных стран. Подобные сравнения без участия СССР проводились в 1955—1956 гг. в Гамбурге [5, 6, 8]. В СССР сравнение балансомеров, применяемых на сети станций, а также приборов из ФРГ и Швейцарии проводилось Институтом физики и астрономии Эстонской ССР в 1963 г. [2].

В настоящей статье рассмотрены предварительные результаты годовых сравнений следующих балансомеров.

1. Балансомер типа М-10 конструкции Янишевского [3, 4] производства Тбилисского завода метеорологических приборов имеет открытую черную поверхность, окрашенную оптическим матово-черным лаком Парсонса; приемник без принудительной вентиляции и без компенсации. Его 10 термобатарей (константан—серебро), изготовленных гальваностегически, имеют чувствительность 7,4 мВ при сопротивлении 40 Ом, инерцию (время достижения стационарного показания с точностью до 2%) около 14 сек. При ветре 4 м/сек. чувствительность приемника снижается на 10%.

2. Балансомер обсерватории в Кью (Англия) представляет собой видоизменение балансомера Франсиллы, Ислитцера и Суоми, имеет открытый приемник, окрашенный лаком Парсонса и обдуваемый вентилятором со скоростью 16 м/сек. (по нашим оценкам). Чувствительность приемника при вентиляции около 9 мВ на 1 кал/см² мин. при сопротивлении 140 Ом и инерции 1,5 мин.

3. Балансомер Функа [7] (Австралия) представлен в варианте с квадратными приемниками 45 × 45 мм², по диагоналям которых нанесены белые линии шириной 3 мм, служащие для компенсации спектральной селективности чувствительности. Приемники защищены тонкими полиэтиленовыми полусферами, поддуваемыми изнутри сухим азотом под давлением 5 см водяного столба. Полиэтилен довольно мутный, даже у запасных колпачков. Чувствительность приемника 25 мВ при сопротивлении 75 Ом, инерция около 2 мин.

4. Двойной пиргеометр-балансомер Шульце [9] состоит из двух соединенных в одном корпусе пиргеометров, каждый с двумя термобатареями типа Молля, причем термобатареи имеют форму

параллелепипедов, свернутых из тонкой константановой проволоки, у которой половина каждого витка посеребрена гальваностегически. Каждый приемник защищен прозрачным полиэтиленовым колпачком, толщина которого достаточна для поддержания полусферической формы. Прибор присоединялся к четырехканальному самописцу, регистрируя эффективную радиацию, поступающую как сверху, так и снизу, остаточную радиацию и разность температур корпуса и почвы на глубине 1 м. Чувствительность каждого приемника порядка 30 мв при сопротивлении 250 ом (балансомера 500 ом). Инерция порядка 2 мин. Новый прибор имел наружную вентиляцию колпачков: воздух собирался в двухстенных плоских коробках диаметром 300 мм каждая, расположенных на уровне приемников, и вырывался из кольцеобразных зазоров между коробками и корпусом у оправ колпачков.

В Ленинграде сравнения проводились в течение 1965 г.

Все четыре прибора были поверены методом солнца — тени при нормальном падении луча сравнением с показаниями пиргелиометра в единицах международной пиргелиометрической шкалы 1956 г. Расхождение с паспортными данными оказалось в 1—3%. Данных о чувствительности и сопротивлении балансомера Кью не имелось. Все приборы были установлены в Воейково на высоте 1,5 м над одинаковой травяной поверхностью и не затенялись от прямой радиации. Все балансомеры всегда направлялись к югу независимо от направления ветра.

Регистратором для балансомера М-10 служил милливольтметр типа МСЩ Пр154; регистрация скорости ветра велась анемографом М-12. Многоканальный электронный милливольтметр служил для записи показаний прибора Функа, прибора Шульце и один канал регистрировал нулевую линию. Для регистрации термоздс прибора Кью служил электронный потенциометр ЭПН-09. Моторы вентиляторов включались в сеть без стабилизатора, причем напряжение, равное днем 220 в, повышалось к 22 часам до 252 в. Балансомер Функа питался потоком азота из баллона высокого давления через вспомогательный баллон с давлением 2—4 атм., а из него через вентиль и склянку Вульфа с силикагелем и дозатор с этиленгликолем. Дозатор показывал давление 5 см под колпачком.

Результаты повторных проверок чувствительности балансомеров показаны в табл. 1. Поверка велась при нормальном падении луча, причем использовались разности ординат регистрации при солнце и тени, а также отсчеты по переносному потенциометру. При высотах солнца более 35° поверка производилась также при горизонтальном положении приемников. Для поворотов приемников Кью и Шульце были изготовлены специальные поворотные головки.

На основной метеорологической площадке ст. Воейково на расстоянии 30 м от описываемых установок производилась регистрация остаточной радиации без прямой солнечной радиации затененным балансомером типа М-10, а также измерения температуры почвы на разных глубинах, в том числе на глубине 1 м.

Для балансомеров М-10, Кью и Функа применялись переводные множители, определенные для прямой солнечной радиации, а для прибора Шульце учитывалось понижение чувствительности к длинноволновой радиации на 14—17% и, кроме множителя для солнечной радиации a_k , определялся множитель a_d для земной радиации умножением a_k на поправочный множитель, указанный в паспорте, откуда остаточная радиация B определялась из

$$B = a_d \left(N - \frac{B_k}{a_k} \right) + B_k, \quad (1)$$

где $B_k = Q - R_k$ — остаточная коротковолновая радиация; N — отсчет или ордината записи.

Таблица 1

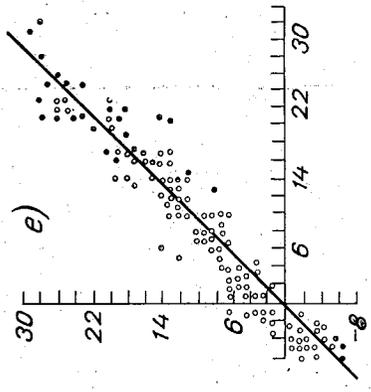
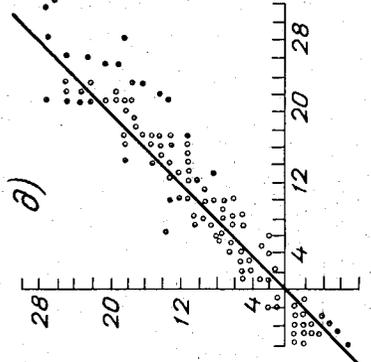
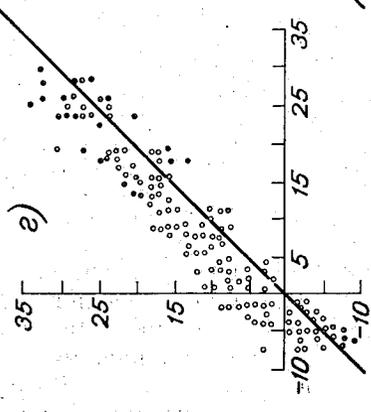
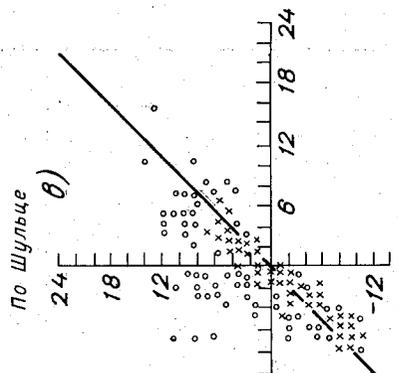
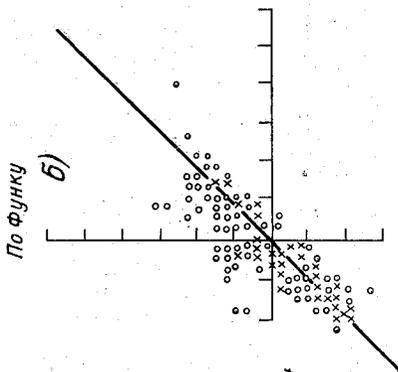
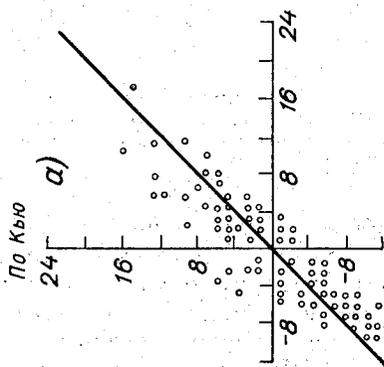
Результаты градуировок балансомеров в естественных условиях. 1965 г.

Месяц	Балансомер				
	Янишевского		Функа № 327	Шульце № 543	Кью № 31
	№ 4109	№ 4113			
II					9,74
III	0,0085		25,31	29,24 31,56	
IV			27,02	31,6	9,75
V				32,7 32,4	9,56
VI		0,065 *		33,3 31,7	9,26
VII		0,051 0,069 *	25,42	31,0 30,8	10,65
VIII		0,046 0,048	26,08 26,60	30,0 32,2	10,52 9,17 9,60
IX		0,050 0,053	26,0	31,5 32,6	9,74 10,21 10,12
X		0,060	24,1	30,82 32,30	10,15
Чувствительность по паспорту, мв/кал · см ⁻² мин. ⁻¹	7,42		25,8	31,9 32,3	
Градуировка перед ус- тановкой	7,36		25,98	30,79 31,80	8,52

Примечания. 1. Для балансомера Янишевского цена деления дана в кал/см² мин. 2. Для балансомера Шульце указана чувствительность верхней и нижней сторон. 3. Звездочкой (*) отмечены данные, полученные по балансомеру Янишевского № 4113 с шунтом.

Согласно программе обработки, определенной экспертной группой, определялись средние за час ординаты, плотности потоков и часовые суммы радиации. При анализе результатов показания трех иностранных приборов сравнивались с показаниями балансомера М-10 в виде графиков связи (рис. 1). В осенне-зимний период сходимость результатов удовлетворительная (рис. 1 а—е). Ширина полосы, занятой точками на этих графиках, свидетельствует о низкой точности определения остаточной радиации, а симметричное их расположение относительно биссектрисы говорит об отсутствии систематических расхождений между данными всех четырех приборов.

В весенне-летний период (апрель—июль) обнаружены расхождения между двумя группами приборов: с полиэтиленовыми колпачками и



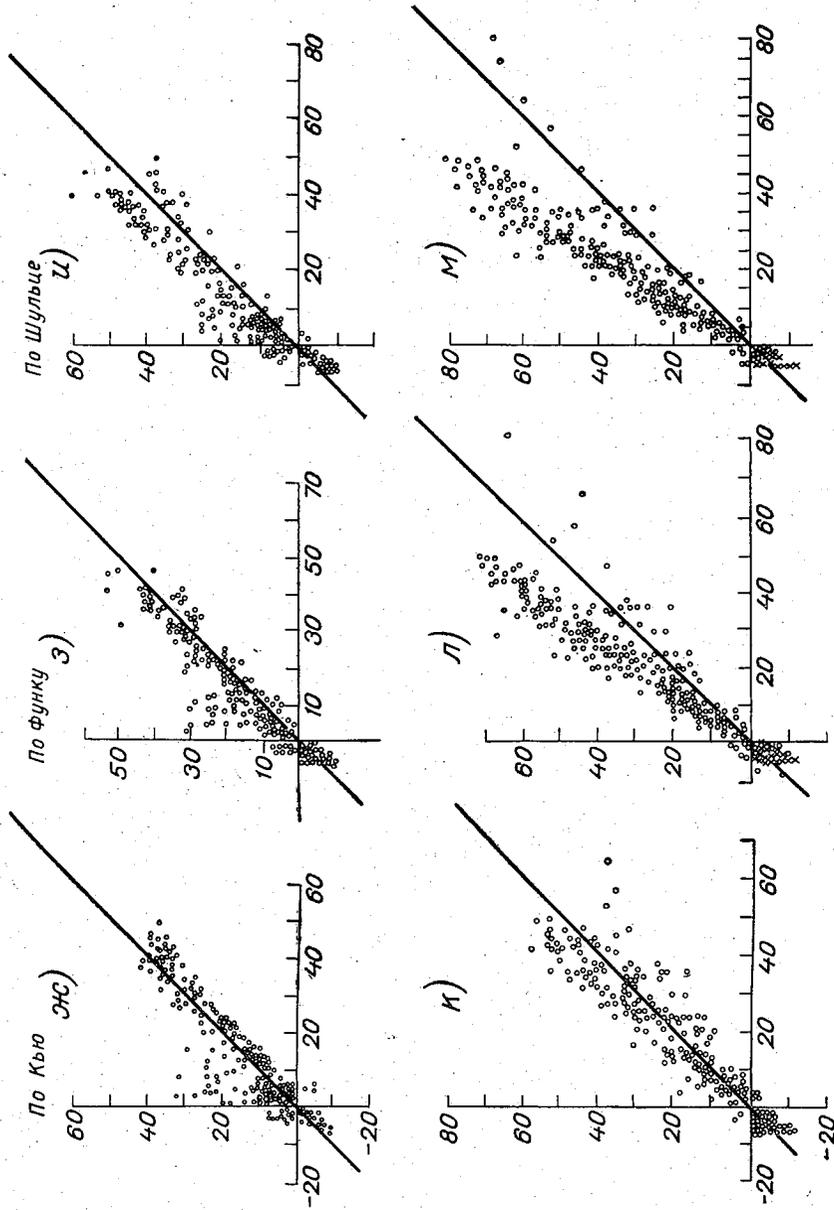


Рис. 1. Связь часовых сумм остаточной радиации по балансомерам Кью, Функа, Шульце с балансомером Янишевского.

а, б, в — март; г, д, е — сентябрь; ж, з, и — апрель; к, л, м — июль. По оси абсцисс отложены данные по балансомеру Янишевского.

без них. Связь между балансомерами остается линейной, но утренние и дневные часы показания балансомеров Функа и Шульце (рис. 1 ж—и) в апреле выше, чем балансомеров М-10 и Кью. В июле эта разница достигает 30—40% (рис. 1, к—м). Максимум расхождения наступает для балансомера Шульце при самых больших высотах солнца и часовых

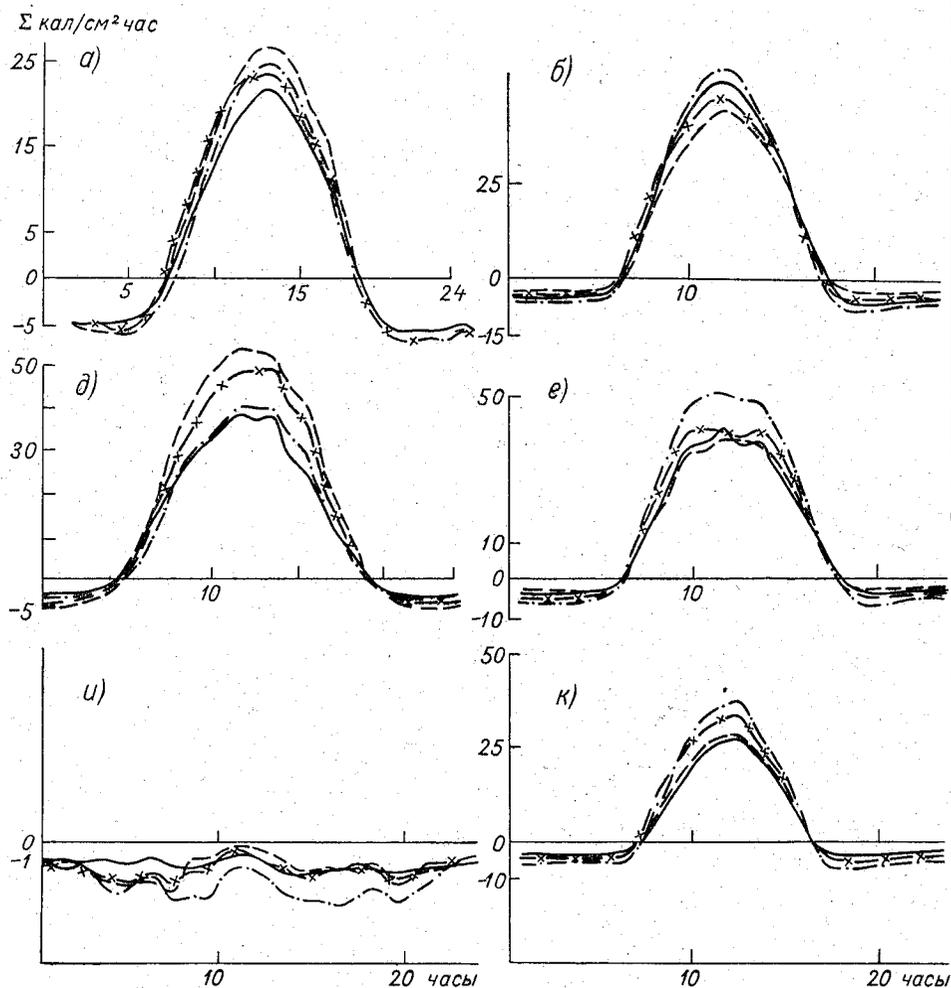


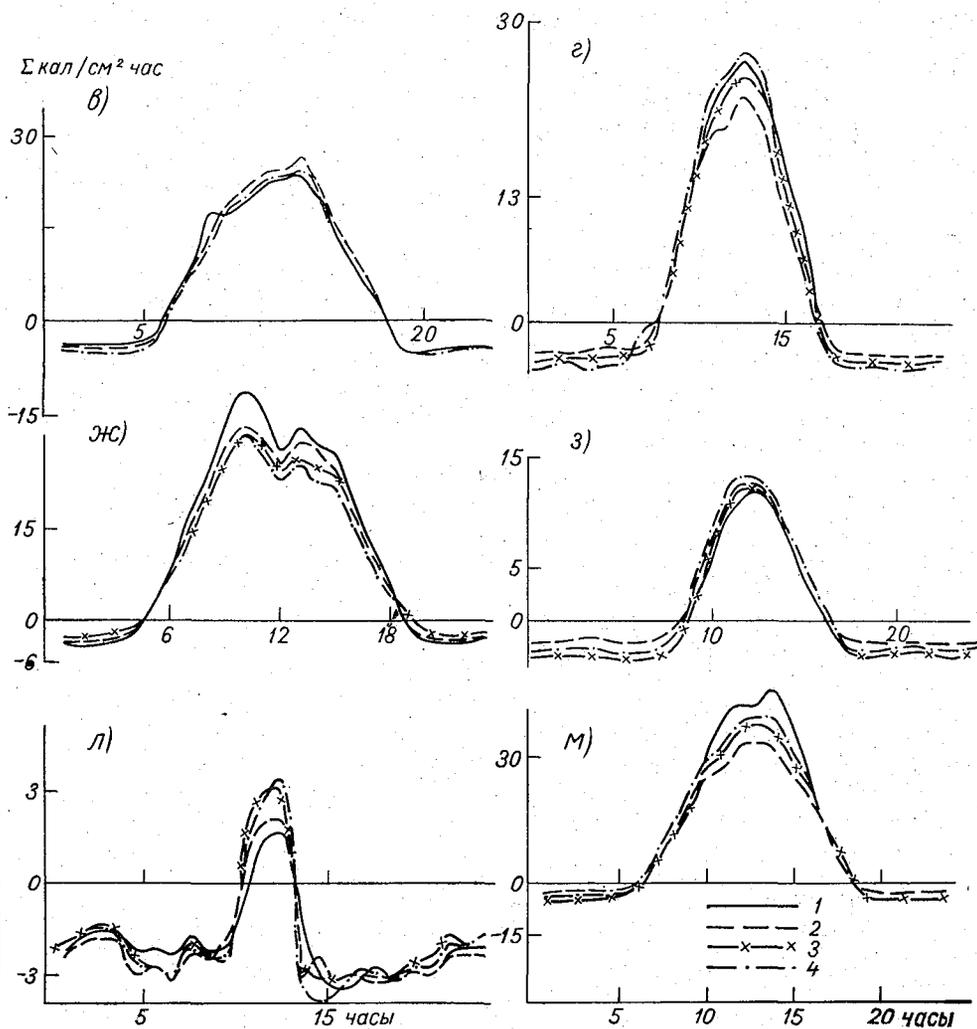
Рис. 2. Средний месячный суточный ход остаточной радиации по Апрель: а — Ленинград, б — Пуна, в — Гамбург, г — Аспендейл; июнь: д — Ленинград, е — Пуна,

суммах остаточной радиации. Внутри же каждой из этих двух групп согласие удовлетворительное во все времена года, что видно из рис. 1: 5—7% между приборами Кью и М-10 и 8—10% между приборами Функа и Шульце.

Небольшие расхождения между балансомерами М-10 и Кью можно объяснить различным режимом работы: инерция М-10 около 14 сек. и отсутствие вентиляции ведут к быстрым колебаниям ЭДС, а у балансомера Кью обдув и инерция 1,5 мин. обеспечивают стабильность ЭДС.

Несколько большие расхождения показаний балансомеров Функа и Шульце связаны с различными способами учета спектральной селективности их чувствительности. Возможно, что при больших плотностях

потока необходимо считать инерцию балансомеров Шульце значительно большей, чем 1,5—2 мин., как было обнаружено при проверке методом солнце—тень. Так, в докладе Г. Скайба на совещании в Потсдаме 14 февраля 1963 г. было показано, что инерция балансомера Шульце составляет около 6 мин. Различие в том, что колпачки балансомера



балансиомерам Янишевского (1), Шульце (2), Функа (3), Кью (4).

жс — Гамбург, з — Аспендейл; декабрь: и — Ленинград, к — Пуна, л — Гамбург, м — Аспендейл.

Шульце прозрачны и находятся над белыми щитками, тогда как у Функа весьма мутны и не защищены от паразитной радиации, поступающей из другой полусферы: от солнца — на нижний и от снега — на верхний колпачки.

Для иллюстрации расхождений показаний для каждого из приборов построены графики осредненного за месяц суточного хода остаточной радиации, представленные для апреля, июня и декабря в Воейково на рис. 2а, д, и. Почти во все месяцы года наблюдается такое же соотношение между суточным ходом: в дневные часы балансомеры Шульце и Функа дают завышенные суммы по сравнению с балансомерами М-10

и Кью. В ночные часы расхождения меньше, хотя абсолютные показания экранированных балансомеров больше, что может быть объяснено недостатком учета селективности балансомеров М-10 и Кью, а также повышением скорости обдува для прибора Кью.

Значительное завышение дневных данных по защищенным балансомерам, о чем можно судить по сравнению их с суммарной радиацией, свидетельствует о невыясненных еще источниках систематических погрешностей при высоких значениях солнечной радиации.

Расхождения в показаниях двух групп приборов, полученные в Воейково, не подтверждаются результатами сравнений в других пунктах. На рис. 2 приведен средний месячный суточный ход остаточной радиации в Пуне (*б, е, к*), Гамбурге (*в, ж, л*) и Аспендейле (*г, з, м*) за апрель, июнь, декабрь.

Дальнейший анализ материалов сравнений по всем четырем пунктам позволит сделать более конкретные выводы о сравнимости всех перечисленных приборов в различных условиях.

В Аспендейле обнаружено снижение чувствительности балансомера М-10, устраненное при просушивании прибора. В наших сравнениях также был нарушен контакт в примененном приборе М-10, который пришлось сменить. Это было связано с тем, что завод выпустил часть приборов без пропитки шеллаком.

Из проведенных сравнений можно сделать вывод, что расхождение в показаниях балансомеров М-10 и Кью лежит в пределах погрешности. То же можно сказать и о защищенных балансомерах.

Нельзя считать, что усложнение установки (наличие вентиляторов и оборудования для поддува азотом) оправдывается повышением точности результатов. Во второй половине лета неоднократно наблюдалось выпадение росы на колпачке приборов Функа и даже Шульце, несмотря на обдув. По предложению Б. А. Айзенштата для снижения колебаний показаний М-10 применяются утяжеленные приемники, а также электрическое сглаживание сигнала и подбор гальванометров с повышенным критическим сопротивлением.

Часть недостатков приборов может быть устранена затенением приемников, как это осуществлено на сети станций СССР.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лебедева К. Д., Сивков С. И., Фатеева К. А., Янишевский Ю. Д. и Ястребова Т. К. О сравнимости показаний пиранометров и балансомеров разных типов. Труды VI Межведомственного совещания по актинометрии и атмосферной оптике. Тарту, 1968.
2. Росс Ю. К., Сулев М. А., Янишевский Ю. Д. Современное состояние измерения радиационного баланса и его длинноволновых составляющих на поверхности земли. Труды V Всесоюзного совещания по актинометрии и атмосферной оптике, июнь, 1963, Москва, М., 1964.
3. Янишевский Ю. Д. Актинометрические приборы и методы наблюдений. Гидрометеиздат, Л., 1957.
4. Янишевский Ю. Д. Балансомер для регистрации радиационного баланса и эффективной радиации. Труды ГГО, вып. 14, 1949.
5. Bericht I über die Vergleichsversuche an Strahlungsmessgeräten beim Meteorologischen Observ. Hamburg, 1—15 Sept., 1955.
6. Bericht II über die Vergleichsversuche an Strahlungsmessgeräten beim Meteorologischen Observ. Hamburg, 15—30 Mai, 1956.
7. Mörkoffer W. Comparaisons d'instruments de mesure du rayonnement de grandes longueurs d'onde effectuées à Hambourg. Bull. Org. Meteorol. Mondiale, 6, 149, 1957.
8. Funk P. J. J. Scientif. Instrum., 36, 1959.
9. Schulze R. Über ein Strahlungsmessgerät mit ultrarotdurchlässiger Windschutzhaube am Meteorologischen Observatorium Hamburg. Geofis. Pura e Appl., 24, 1953.
10. Schulze R. Archiv für Meteorol. Geophys. u. Bioklim., Bd. 11, H. 2, 1961.

ИЗМЕРЕНИЕ ПОТОКОВ ДЛИННОВОЛНОВОЙ РАДИАЦИИ БАЛАНСОМЕРОМ ШУЛЬЦЕ

На полевой экспериментальной базе ГГО в Воейково в течение 1965 г. и в начале 1966 г. (I—IV) проходили международные сравнения балансомеров различных типов [1].

В данной статье рассматриваются потоки длинноволновой радиации, полученные по балансомеру Шульце (ФРГ), устройство прибора описано в [3, 4]. Особенность этой модели состоит в том, что имеется вентиляция полусферических полиэтиленовых колпачков наружным воздухом. Так как балансомер Шульце является двойным пиргеометром, то он может отдельно определять эффективное излучение пластины, обращенной вверх, и пластины, обращенной вниз (в дальнейшем будем называть верхняя и нижняя пластины). Поскольку прибор имеет две различные чувствительности по коротковолновой и длинноволновой радиации, то по величинам эффективного излучения каждой пластины могут быть рассчитаны излучение атмосферы E_a , излучение подстилающей поверхности E_3 и длинноволновый баланс B_L :

$$E_a = \sigma T^4 + a_d \left(N_1 - \frac{Q}{a_k} \right), \quad (1)$$

$$E_3 = \sigma T^4 + a_d \left(N_2 - \frac{R_k}{a_k} \right), \quad (2)$$

$$B_L = a_d \left(N - \frac{B_k}{a_k} \right), \quad (3)$$

или

$$B_L = E_a - E_3, \quad (4)$$

где σT^4 — излучение черного тела при температуре корпуса прибора; $T = T_{1м} + \Delta T$; ΔT — разность температур — корпус и на глубине 1 м; $T_{1м}$ — температура в почве на глубине 1 м; N_1 — отсчет или ордината записи верхней пластины; N_2 — отсчет или ордината записи нижней пластины; N — отсчет или ордината общего радиационного баланса; Q , R_k , B_k — потоки коротковолновой радиации; a_d , a_k — цена одного деления по длинноволновой и коротковолновой радиации соответственно.

Прибор был установлен для систематической регистрации радиации без теневого кольца над естественной подстилающей поверхностью.

Регистрация осуществлялась шестиканальным электронным потенциометром типа еКВТ (первая половина года) и электронным потенциометром типа ЭПП-09М2 (вторая половина года), причем использовались четыре канала регистратора.

При обработке результатов регистрации использовалась существующая для прибора Шульце методика обработки [3, 4].

Произведена обработка потоков длинноволновой радиации за 16 месяцев. При анализе результатов использовались рассчитанные по формулам (1), (2), (3) средние за час интенсивности E_a , E_b , B_L , часовые

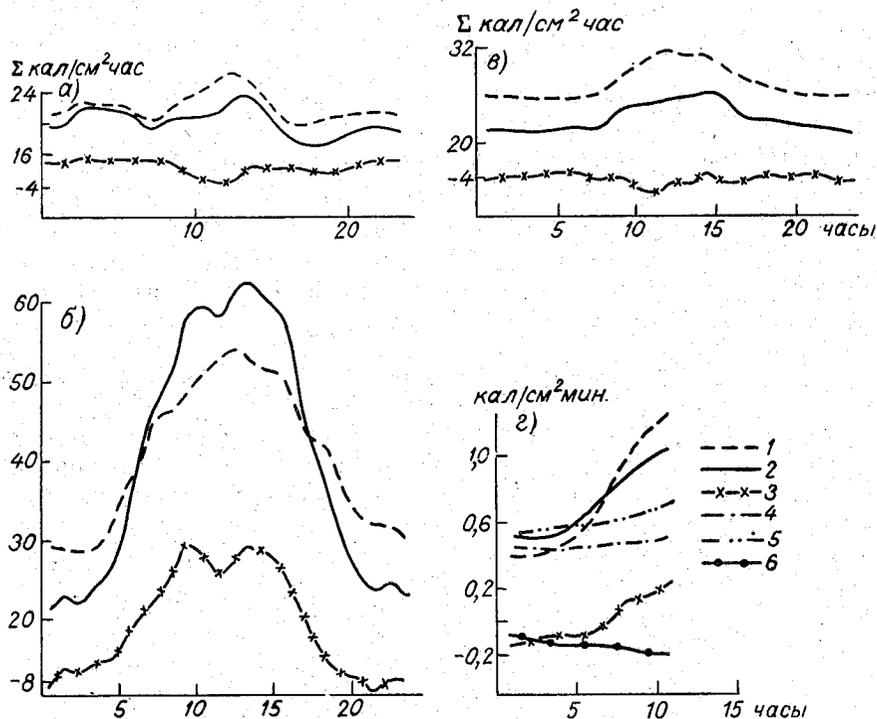


Рис. 1. Осредненный за месяц суточный ход потоков длинноволновой радиации, измеренных балансомером Шульце в феврале (а), июле (б) и октябре (в), потоки длинноволновой радиации за 23 июля 1965 г. (з).

По балансомеру Шульце: 1 — излучение подстилающей поверхности, 2 — излучение атмосферы, 3 — длинноволновый баланс; по номограмме Ковалевой—Кирилловой: 4 — излучение атмосферы, 5 — излучение подстилающей поверхности, 6 — длинноволновый баланс.

суммы этих потоков для отдельных дней, а также осредненный за каждый месяц суточный ход потоков длинноволновой радиации. На рис. 1 а, б, в, приведен осредненный за месяц суточный ход длинноволновых потоков в разные сезоны. Как видно из рис. 1 а и 1 в, в зимнее и осеннее время отдельные потоки длинноволновой радиации при солнечной и пасмурной погоде, рассчитанные по данным регистрации балансомером Шульце, не вызывают подозрений. Но с переходом к весенне-летнему сезону соотношение между величинами излучения атмосферы и подстилающей поверхности изменяется: в дневные часы величина E_a становится больше величины E_b (см. рис. 1 б), что противоречит всем имеющимся сведениям о длинноволновых составляющих радиационного баланса. Естественной причиной такого искажения величины излучения атмосферы может служить перегрев воздуха под полиэтиленовым

колпачком верхней пластины при большом приходе коротковолновой радиации, так как существующая вентиляция в какой-то мере ликвидирует лишь перегрев полиэтиленового колпачка, но не ликвидирует перегрев воздуха под колпачком, что ведет к завышению ординаты эффективной радиации верхней пластины, а следовательно, к искажению рассчитанного по ней излучения атмосферы. Если прибор установлен на систематическую регистрацию без теневого кольца, эта причина для объяснения завышения величин E_a вполне приемлема.

Для подтверждения нашего предположения был произведен расчет потоков длинноволновой радиации для отдельных дней в июле 1965 г. по номограмме Ковалевой—Кирилловой. Результаты расчетов для 23 июля представлены на графике рис. 1 г, там же нанесены величины E_a , E_z , B_L , полученные по данным регистрации радиации балансомером Шульце (использована безоблачная часть суток). Из рис. 1 г видно, что величины потоков длинноволновой радиации, полученные по балансомеру Шульце в дневные часы, завышены по сравнению с величинами, рассчитанными по номограмме Ковалевой—Кирилловой. Причем завышенными оказались не только величины E_a , но и величины E_z , что может свидетельствовать о несовершенстве метода учета селективности балансомера Шульце при обработке данных регистрации (используются два переводных множителя). Отчасти это может быть вызвано недостаточной точностью определения коротковолновых потоков радиации, которые используются при обработке. В ночные часы таких завышений не наблюдается.

Из всего сказанного можно сделать вывод, что при использовании балансомера Шульце на систематической регистрации без затенения от прямой солнечной радиации не следует использовать его данные для расчета потоков длинноволновой радиации в дневные часы в весенне-летние месяцы, так как величины этих потоков получают искаженными.

Автор выражает глубокую благодарность Л. Т. Халезовой, производившей обработку данных балансомера Шульце.

ЛИТЕРАТУРА

1. Янишевский Ю. Д., Ястребова Т. К. Результаты международных сравнений балансомеров разных типов. См. наст. сб.
2. Росс Ю. К., Сулев М. А. Некоторые результаты сравнения балансомеров Курвуазье, Шульце и Янишевского. Труды ВНМС, т. VI, 1963.
3. Bericht I über die Vergleichsversuche an Strahlungsmessgeräten beim Meteorologischen Observatorium Hamburg. Deutscher Wetterdienst, 1—15 Sept. 1955.
4. Bericht II über die Vergleichsversuche an Strahlungsmessgeräten beim Meteorologischen Observatorium Hamburg. Deutscher Wetterdienst, 15—30 Mai, 1956.

СОДЕРЖАНИЕ

О. Д. Бартенева, Е. А. Полякова. Расчет естественной освещенности горизонтальной поверхности	3
А. М. Броунштейн, К. В. Казакова. Исследование интегральной функции пропускания длинноволновой радиации с использованием радиационного экрана	10
М. Г. Гельберг. К расчету светового микроклимата растений	16
В. И. Голиков. О светорассеянии в полиэтиленовых пленках	24
В. И. Голиков. О точности вычисления спектра частиц по малым углам индикатрисы рассеяния	28
В. И. Голиков. О характеристиках ореольного фотометра В. Г. Фесенкова	38
Д. Л. Грищенко. О радиации, выходящей из моря	50
З. И. Грищенко. Зависимость радиационного режима от облачности	53
Г. П. Гушин. Спектрофотометрические исследования характеристик атмосферного аэрозоля в различных географических районах СССР	65
Г. П. Гушин, Г. Ф. Иванова. Горизонтальное распределение общего содержания озона в северном полушарии	81
В. А. Клеванцова, К. А. Фатеева, Ю. Д. Янишевский, Т. К. Ястребова. Международные сравнения пиргелиметров и актинометров в Одессе в августе 1967 г.	98
В. А. Ковалев. Дифференциальное фотоэлектрическое устройство с автоматической регулировкой усиления	105
Л. Б. Красильщиков, И. В. Морозова. Особенности спектральной характеристики двухлучевого инфракрасного радиометра	116
К. Д. Лебедева. Об устойчивости спектральных характеристик черных и белых покрытий, применяемых для окраски приемных поверхностей актинометрических приборов	119
С. И. Сивков. Закономерности распределения суточных сумм солнечной радиации по отдельным часовым промежуткам	125
Е. Н. Чудновская. Некоторые данные об ослаблении прямой солнечной радиации местными помутнениями	132
Ф. Н. Шехтер. Функция пропускания длинноволновой радиации и ее зависимость от температуры источника излучения	136
Т. К. Ястребова, Ю. Д. Янишевский. Результаты международных сравнений балансомеров различных типов	145
Т. К. Ястребова. Измерение потоков длинноволновой радиации балансомером Шульце	153

Труды ГГО, вып. 223

АКТИНОМЕТРИЯ, АТМОСФЕРНАЯ ОПТИКА И ОЗОНОМЕТРИЯ

Редакторы: Л. В. Царькова, Е. И. Ильиных
Технич. редактор Г. С. Николаева
Корректор В. С. Игнатова

Сдано в набор 12/V 1968 г. Подписано к печати 22/VIII 1968 г. Бумага тип. № 1 70×108¹/₁₆.
Бум. л. 5,125. Усл. печ. л. 14,35. Уч.-изд. л. 12,99. М-21950. Индекс МЛ-92.
Тираж 700 экз. Заказ 359. Цена 91 коп.
Гидрометеорологическое издательство. Ленинград, В-53, 2-я линия, 23

Ленинградская типография № 8 Главполиграфпрома Комитета по печати при Совете Министров СССР
Ленинград, Прачечный пер., д. 6

УДК 551.593

Расчет естественной освещенности горизонтальной поверхности. Бар т е н е в а О. Д., По л я к о в а Е. А. Труды ГГО, 1968, вып. 223, стр. 3—9.

Описывается методика получения данных по режиму естественной освещенности путем пересчета значений интенсивности радиации с использованием светового эквивалента радиации для суммарной и рассеянной освещенности. Сравнение результатов расчета с данными многолетних наблюдений освещенности в Ташкенте и Павловске подтвердили правильность методики. В настоящее время она используется для составления карт светового климата территории Советского Союза по данным сети актиметрических станций за десятилетний период.

Табл. 3. Илл. 2. Библ. 4.

УДК 551.52 : 535.345.1

Исследование интегральной функции пропускания длинноволновой радиации с использованием радиационного экрана. Б р о у н ш т е й н А. М., К а з а к о в а К. В. Труды ГГО, 1968, вып. 223, стр. 10—15.

Использование радиационного экрана при измерениях интегральной функции пропускания черной радиации, соответствующей атмосферному диапазону температур, дает возможность получить истинные значения функции пропускания и исследовать ее зависимость от температуры излучения.

Представленные в статье результаты таких измерений охватывают диапазон изменения температур от 5 до 80°С и количества осаждаемой воды от 0,2 до 3,8 мм. Полученные температурные коэффициенты достигают значений 0,003—0,005 1/град.

Проведено сравнение с расчетными зависимостями. Расхождение экспериментальных и теоретических данных может быть объяснено предположением о том, что заложенные в расчеты спектральные коэффициенты поглощения для области $\lambda \geq 13$ мкм являются заниженными.

Табл. 3. Илл. 2. Библ. 5.

УДК 551.584 : 581.035

К расчету светового микроклимата растений. Г е л ь б е р г М. Г. Труды ГГО, 1968, вып. 223, стр. 16—23.

При исследовании светового микроклимата растений в естественных условиях при безоблачной атмосфере наибольшую трудность представляет учет спектрального распределения яркости коротковолновой рассеянной радиации. Приближенный метод В. В. Соболева позволяет относительно просто рассчитывать яркость дневного безоблачного неба, но для стандартной атмосферы ($\tau_0=0,3$, $S_0=20$ км) при $\lambda \leq 500$ нм дает значительные погрешности в вычислении спектральной плотности яркости.

В работе дано обобщение метода Соболева, приближенно учитывающее азимутальную зависимость в рассеянии высших порядков. Формула для вычисления яркости представлена в виде ряда, нулевой член которого — решение Соболева, остальные члены, зависящие от азимута, представляют поправку к этому решению.

Сравнение значений яркости, рассчитанных по этой формуле, с расчетными данными ИФА показывает хорошее совпадение для шестой и седьмой индикатрис Фойцика и Чаека при $\tau_0 \geq 0,4$.

Полученное решение позволяет с погрешностью не более 10—15% рассчитывать спектральное распределение яркости дневного безоблачного неба в спектральном интервале 300—760 нм, наиболее важном для роста и развития растений.

Табл. 1. Библ. 9.

УДК 551.593.5

О светорассеянии в полиэтиленовых пленках. Голиков В. И. Труды ГГО, 1968, вып. 223, стр. 24—27.

Спектральное пропускание тонких полиэтиленовых пленок исследовалось с помощью малоугольного фотометра в области 0,4—0,9 мкм. Описана методика измерения спектрального пропускания пленок с учетом индикатрисы рассеяния в области малых углов. Приведены спектральные характеристики новых и состарившихся образцов пленки. Индикатриса рассеяния до и после старения может быть использована как критерий качества пленки, используемой в виде ветрозащитного фильтра балансомеров. Отмечена необходимость стандартизации полиэтилена в актинометрии и оптике: желательно иметь сорта полиэтилена со стабильными оптическими свойствами.

Илл. 1. Библ. 14.

УДК 551.521.3.

О точности вычисления спектра частиц по малым углам индикатрисы рассеяния. Голиков В. И. Труды ГГО, 1968, вып. 223, стр. 28—37.

На примере реальной модели полидисперсного золя исследованы погрешности восстановления спектра размеров частиц методом малых углов по индикатрисе, измеренной в лабораторных условиях. Приведены формулы и таблицы, иллюстрирующие влияние ошибок фотометрирования рассеянного света и выбора существенной области углов на точность определения ординаты спектра размеров частиц. Вновь указаны ограничения метода малых углов по свойствам частиц и среды.

Табл. 3. Илл. 3. Библ. 8.

УДК 551.501.721+551.521.3.

О характеристиках ореольного фотометра В. Г. Фесенкова. Голиков В. И. Труды ГГО, 1968, вып. 223, стр. 38—49.

Рассчитаны угловые характеристики и приведено краткое описание трех моделей ореольного фотометра В. Г. Фесенкова: модели 30—40-х годов, прибора, изготовленного в ГГО в 1965—1966 гг. и модели, исправленной в Астрофизическом институте АН КазССР в 1966—1967 гг. Отмечено, что для всех трех моделей полоса пропускания кольцевой зоны фотометра значительно меньше 100%. Этот факт должен учитываться при вычислении эффективных коэффициентов рассеяния, измеряемых с указанным фотометром. Кратко обсуждаются возможности использования ореольного фотометра В. Г. Фесенкова и ореольных актинометров для оценки стабильности аэрозольного фона в актинометрических и атмосферно-оптических исследованиях.

Табл. 3. Илл. 4. Библ. 12.

УДК 551.52.

О радиации, выходящей из моря. Грищенко Д. Л. Труды ГГО, 1968, вып. 223, стр. 50—52.

К потоку солнечной радиации, отраженной от поверхности моря, присоединяется радиация, выходящая из моря. Для измерения выходящей радиации использовался подводный пиранометр Янишевского в паре с гальванометром ГПЗ-47 и М-196/2. Наблюдения производились на Черном море у Карадага, использовались случаи сильно замутненной воды у берега после шторма. В этих случаях наибольшая мутность воды отмечалась у самого берега и монотонно уменьшалась в направлении от берега.

Прозрачность воды измерялась белым диском. При измерении прозрачности от 16 до 0,5 м альbedo поверхности моря изменялось от 5 до 12% при высоте солнца 30—32° и от 4 до 8% при высоте солнца 49—51°. Интенсивность выходящей радиации составляет тысячные и сотые доли кал/см² мин. Зависимость интенсивности выходящей радиации от высоты солнца почти линейная. Угол наклона прямой определяется степенью прозрачности воды. Чем меньше прозрачность, тем больше угол наклона. Волнение поверхности моря увеличивает интенсивность выходящей радиации по сравнению со спокойной поверхностью при всех высотах солнца.

Илл. 1. Библ. 9.

УДК 551.52.

Зависимость радиационного режима от облачности. Грищенко З. И. Труды ГГО, 1968, вып. 223, стр. 53—64.

Материал для исследований получен в Карадагской актинометрической обсерватории при одновременных наблюдениях за облачностью и составяющими радиационного баланса. Наблюдения за облачностью велись с помощью специальной проволочной сетки, разбивающей весь небосвод на 16 частей, а также путем фотографирования неба. Оказалось, что облачность в большинстве случаев наблюдений группируется у горизонта. Какого-либо преобладания облачности по сторонам горизонта не обнаружено.

Прямая солнечная радиация ослабляется облаками в зависимости от их плотности. Рассеянная радиация увеличивается во всех случаях появления и увеличения количества перистых облаков, вплоть до 10 баллов. Наибольшее увеличение рассеянной радиации вызывают высоко-кучевые облака, не закрывающие Солнце. Плотные сплошные слоисто-кучевые и слоисто-дождевые облака снижают интенсивность рассеянной радиации, особенно сильно понижается она при малых высотах Солнца. Радиационный баланс для безоблачного неба, при высоте Солнца больше 15°, всегда больше, чем при наличии любых облаков, закрывающих Солнце. Наибольшее снижение величин радиационного баланса вызывает сплошная облачность кучевых форм.

Табл. 5. Илл. 9. Библ. 2.

УДК 551.510.42.

Спектрофотометрические исследования характеристик атмосферного аэрозоля в различных географических районах СССР. Гуц и Г. П. Труды ГГО, 1963, вып. 213, стр. 65—80.

Спектрофотометрические исследования атмосферного аэрозоля производятся на сети станций, работающих по единой программе и совпадающих со станциями озонметрической сети СССР.

В 1967 г. работали шесть станций, в дальнейшем количество этих станций предполагается довести до 50. Для измерений используется озонметр М-83, в который вставлено восемь стеклянных светофильтров, состоящих из комбинаций различных цветных стекол, выделяющих восемь различных участков спектра в области 350—650 нм и имеющих полуширину от 21 до 55 нм. По прямому солнечному свету производятся систематические измерения спектральной прозрачности атмосферы и связанной с ней оптической толщины аэрозоля в вертикальном направлении. С помощью оптических толщин определяются параметры Юнге n и c , характеризующие рас-

пределение аэрозольных частиц по размерам $\frac{dN}{dr} = cr^{-n}$. Для нахождения этих параметров разработан особый метод и оценены погрешности определяемых величин в предположении, что в вертикальном столбе атмосферы распределение частиц по размерам удовлетворяет формуле Юнге. Выведена формула для грубой оценки общего числа больших и гигантских аэрозольных частиц в вертикальном столбе атмосферы единичного сечения. Приводятся некоторые данные измерений на станциях и обсуждаются полученные результаты. Сравнение оптических толщин аэрозоля и параметров Юнге, измеренных в Карадаге (Крым) двумя приборами М-83, показали,

что отклонения этих величин лежат в пределах ошибок. В Душанбе отмечается нейтральный ход аэрозольного ослабления, в Воейково, Крыму, Куйбышеве, Южно-Сахалинске и Мурманске аэрозольное ослабление уменьшается с увеличением длины волны. Значение n колеблется от 3 до 5, среднее значение n близко к 4, за исключением Душанбе, где оно равно 3. Число больших аэрозольных частиц в вертикальном столбе атмосферы колеблется в пределах $1 \cdot 10^7 - 1 \cdot 10^9$ частиц/см².

Табл. 8. Илл. 3. Библ. 7.

УДК 551.510.534.

Горизонтальное распределение общего содержания озона в северном полушарии. Гушин Г. П., Иванова Г. Ф. Труды ГГО, 1968, вып. 223, стр. 81—97.

Для исследования особенностей среднего горизонтального распределения общего содержания атмосферного озона в северном полушарии была привлечена мировая озонметрическая сеть, состоящая из 135 станций (24 станции находятся в южном полушарии, 38 — на территории СССР). Внутрисоюзные и международные сравнения озонметрических приборов СССР (озонметр М-83) и заграничных (спектрофотометр Добсона) позволили установить, что данные этих приборов сравнимы между собой и могут быть использованы для построения средних карт горизонтального распределения озона. Построены средние за каждый месяц и за год карты горизонтального распределения озона в северном полушарии за период 1957—1965 гг. с изолиниями, отстоящими друг от друга на 0,040 см. Отмечается наличие трех озонных максимумов: восточноканадский постоянный максимум, восточносибирский сезонный максимум и квазипостоянный западноевропейский максимум. Восточносибирский озонный максимум наиболее интенсивен в зимнее время, когда в районе этого максимума среднее за месяц значение общего содержания озона наибольшее на земном шаре и равно 0,520 см. На средних картах хорошо выражена квазипостоянная озонная ложбина в районе средней Азии и бассейна Волги. Она достигает наибольшей глубины летом и осенью и ослабляется в феврале и марте.

Табл. 2. Илл. 4. Библ. 15. Прил. 2.

УДК 551.508.21

Международные сравнения пиргелиометров и актинометров в Одессе в августе 1967 г. Клевандова В. А., Фатеева К. А., Янишевский Ю. Д., Ястребова Т. К. Труды ГГО, 1968, вып. 223, стр. 98—104.

Излагаются результаты очередных международных сравнений пиргелиометров и актинометров демократических стран с пиргелиометром № 212 СССР, принятым за эталон.

Дана краткая характеристика приборов, участвовавших в сравнении. В результате сравнений получены поправочные множители пиргелиометров по отношению к пиргелиометру № 212 и переводные множители для актинометров. Указаны некоторые метеорологические характеристики для каждой серии сравнений, изложена методика сравнений. В результате сравнений оказалось, что постоянную прибора № 557 НРБ следует увеличить на 2,5%, а пиргелиометра № 529 ВНР уменьшить на 1,3%.

Табл. 3. Илл. 1. Библ. 4.

УДК 551.508.92

Дифференциальное фотоэлектрическое устройство с автоматической регулировкой усиления. Ковалев В. А. Труды ГГО, 1968, вып. 213, стр. 105—115.

В статье рассматривается дифференциальная схема измерения световых сигналов, в которой компенсация изменения параметров самой установки за счет влияния дестабилизирующих факторов производится с помощью канала обратной связи и автоматической регулировки усиления АРУ. Схема представляет вариант электронной схемы деления.

Приводится методика расчета и некоторые данные по разработанной автором установке такого типа.

Рассматриваемая схема, значительно ослабляя влияние дестабилизирующих факторов на точность измерения, в то же время позволяет преодолеть ряд ограничений, свойственных нулевым компенсационным схемам. В установке отпадает необходимость использовать сложные оптические системы, реверсивные двигатели и т. д. Схема позволяет в широких пределах менять чувствительность приемно-усилительного тракта без сложной системы оптических фильтров-ослабителей, подстроечных клиньев и т. д.

Илл. 3. Библ. 11.

УДК 551.521.18

Особенности спектральной характеристики двухлучевого инфракрасного радиометра. Красильщиков Л. Б., Морозова И. В. Труды ГГО, 1968, вып. 223, стр. 116—118.

Различие в оптических характеристиках каналов двухлучевого радиометра может привести к появлению зависимости выходного сигнала от температуры корпуса прибора.

Илл. 1. Библ. 1.

УДК 551.521

Об устойчивости спектральных характеристик черных и белых покрытий, применяемых для окраски приемных поверхностей актинометрических приборов. Лебедева К. Д. Труды ГГО, 1968, вып. 223, стр. 119—124.

Для оценки точности измерений радиационных потоков на сети станций необходимо знать поглощательные свойства черных и белых покрытий, которыми окрашиваются приемные поверхности актинометрических приборов. Для получения количественной оценки селективности покрытий важно знать также, как изменяются их спектральные характеристики со временем при длительном воздействии на них атмосферных явлений.

В статье приводятся данные об изменении со временем поглощательной способности семи видов черных балансомерных покрытий для длин волн $\lambda=0,75$ мкм и $\lambda=15,0$ мкм, и отражательной способности пяти видов белых и черных пиранометрических покрытий для восьми спектральных участков в диапазоне длин волн от $\lambda=0,4$ мк до $\lambda=3,0$ мк за период 1965—1966 гг.

Полученные результаты свидетельствуют о постоянстве спектральной чувствительности балансомерных покрытий в коротковолновой и длинноволновой областях спектра со временем, что указывает на удовлетворительную устойчивость покрытий в течение длительной эксплуатации на открытом воздухе. Черные пиранометрические покрытия также обладают устойчивыми спектральными характеристиками.

Изменение коэффициентов отражения белых покрытий со временем указывает на то, что белые краски желтеют.

Даются рекомендации по выбору лучшего покрытия для балансомеров. Табл. 4. Илл. 1. Библ. 4.

УДК 551.501

Закономерности распределения суточных сумм солнечной радиации по отдельным часовым промежуткам. Сивков С. И. Труды ГГО, 1968, вып. 223, стр. 125—131.

Показывается, что распределение суточных сумм солнечной радиации по часовым промежуткам зависит в первую очередь от одного астрономического фактора — часового угла солнца t_0 в момент его восхода или захода. Зависимость часовых сумм от величины t_0 для каждого часового промежутка определялась эмпирически по данным регистрации на пяти станциях СССР (Якутск, Воейково, Высокая Дубрава, Карадаг и Владивосток). Полученные эмпирические зависимости оказались общими для всех упомянутых станций и достаточно устойчивыми.

Для расчета дневного хода суммарной радиации приводится таблица, по которой может производиться также приближенный расчет прямой радиации на горизонтальную поверхность и рассеянной радиации. Показывается, что рекомендуемый метод может с удовлетворительной точностью применяться не только к средним многолетним суммам, но и к месячным суммам радиации какого-либо одного определенного года.

Табл. 1. Илл. 3. Библ. 5.

Некоторые данные об ослаблении прямой солнечной радиации местными помутнениями. Чудновская Е. Н. Труды ГГО, 1968, вып. 223, стр. 132—135.

Прямая радиация Солнца, как известно, является не только важнейшим климатообразующим фактором, но имеет большое самостоятельное значение для решения ряда научных и практических задач. За последнее время интерес к изучению прямой радиации особенно возрос в связи с разработкой вопросов генезиса климата и влияния человеческой деятельности на климат. В этом свете представляет определенный интерес оценка влияния местных помутнений на ослабление прямой радиации и изменение прозрачности атмосферы.

Из большого числа местных помутнений были выбраны лишь наиболее часто встречающиеся и продолжительные по времени, такие, как пыльные бури, пыль и дым над городом, запыленность атмосферы, вызванная местными ветрами, наблюдающимися в Средней Азии, и ледяные туманы полярных широт.

В связи с тем что местные помутнения обычно сопровождаются облачностью, изучить статистические характеристики их влияния (вероятность повторемости по пределам, продолжительность и др.) при ясном небе оказалось трудно. Поэтому в статье приводятся лишь средние характеристики, полученные в период с 10 до 16 час. за разные, но близкие по времени ясные дни.

Приведенные данные не претендуют на полноту и являются лишь началом обобщения, которое автор предполагает выполнить в ближайшее время.

Табл. 4. Библ. 3.

Функция пропускания длинноволновой радиации и ее зависимость от температуры источника излучения. Шехтер Ф. Н. Труды ГГО, 1968, вып. 223, стр. 136—144.

Сосчитана функция пропускания для всего спектра ($25\text{--}2150\text{ см}^{-1}$) и для следующих спектральных интервалов: $25\text{--}550$, $550\text{--}800$, $800\text{--}1200$, $1200\text{--}2150\text{ см}^{-1}$. Расчет проведен для температур от -100 до $+100^\circ\text{C}$ с шагом в 20° . Рассмотрено поглощение водяным паром и углекислым газом. Получилась весьма заметная зависимость функции пропускания от температуры в областях сильного поглощения водяным паром и для всего спектра. Поглощение углекислым газом в полосе $550\text{--}800\text{ см}^{-1}$ практически от температуры не зависит.

Илл. 2. Библ. 11. Прил. 7.

Результаты международных сравнений балансомеров различных типов. Ястребова Т. К., Янишевский Ю. Д. Труды ГГО, 1968, вып. 223, стр. 145—152.

Приводятся краткая характеристика приборов и результаты сравнений в естественных условиях в течение 1965 г. в Ленинграде (Воейково) четырех балансомеров: Янишевского, обсерватории Кью, Функа, Шульце. Отмечена стабильность чувствительности балансомеров Функа и Шульце в течение периода сравнений. При сравнениях выяснилось, что значение радиационного баланса в дневные часы завышается защищенными балансомерами (Функа, Шульце) по сравнению с незащищенными (Кью, Янишевского). В зимнее и осеннее время сходимость результатов наблюдений по всем четырем балансомерам удовлетворительная. Полученные данные сопоставлены с результатами сравнений тех же балансомеров в других пунктах (Пуна, Гамбург, Аспендейл).

Табл. 1. Илл. 2. Библ. 10.

Измерение потоков длинноволновой радиации балансометром Шульце. Ястребова Т. К. Труды ГГО, 1968, вып. 223, стр. 153—155.

Рассчитаны потоки длинноволновой радиации по данным регистрации балансометром Шульце за 16 месяцев 1965—1966 гг. во время международных сравнений балансометров в Ленинграде (Воейково). Для анализа полученных данных построены графики среднего месячного суточного хода потоков длинноволновой радиации, из которых ясно обнаружилось искажение величин этих потоков в дневные часы весенних и летних месяцев. Высказываются возможные причины искажений. Отмечается сомнительность использования данных балансометра Шульце в дневные часы в весенние и летние месяцы для расчета потоков длинноволновой радиации.

Илл. 1. Библ. 4.

К СВЕДЕНИЮ ЧИТАТЕЛЕЙ!

В 1968 году Гидрометеиздат приступил к выпуску ежеквартального информационного бюллетеня Всемирной метеорологической организации (Бюллетень ВМО). В Бюллетене освещаются достижения мировой метеорологии, ее современное состояние и перспективы развития. помещаются материалы по Международному гидрологическому десятилетию и отчеты о работе симпозиумов по различным вопросам гидрометеорологической науки: авиационная и сельскохозяйственная метеорология, климатология, морская и синоптическая метеорология, атмосферные науки, приборы и методы наблюдений. Кроме того, освещается деятельность технических комиссий и региональных ассоциаций, дается аннотированное обозрение публикаций ВМО, календарь предстоящих событий, хроника и др. материалы.

Если это издание Вас заинтересует, заказы на последующие выпуски 1968 г. просим направлять по адресу: г. Ленинград, П-101, Большой пр., д. 57, магазин № 15. Цена одного выпуска 35 коп.

Для сведения сообщаем, что Бюллетень ВМО в 1969 г. будет объявлен в Аннотированном тематическом плане Гидрометеиздата и заказы на него будет собираться обычным путем, т. е. через местные книготорги

ГИДРОМЕТЕОИЗДАТ