

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ СССР  
ПО ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИИ И КОНТРОЛЮ  
ПРИРОДНОЙ СРЕДЫ

ТРУДЫ  
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ  
ГЛАВНОЙ ГЕОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ  
им. А. И. ВОЕЙКОВА

Выпуск  
406

АКТИНОМЕТРИЯ,  
АТМОСФЕРНАЯ ОПТИКА  
И ОЗОНОМЕТРИЯ

Под редакцией  
д-ра техн. наук Г. П. ГУЩИНА

Ленинградский  
Гидрометеорологический институт  
БИБЛИОТЕКА  
Л-д 198163 Малоговаровский пр., 26



ЛЕНИНГРАД ГИДРОМЕТЕОИЗДАТ 1978

301503

В сборнике публикуются работы по методике и результатам измерения составляющих радиационного баланса, спектральной прозрачности атмосферы и аэрозоля, дальности видимости и общего содержания атмосферного озона.

Сборник предназначен для научных работников и специалистов в области физики атмосферы.

Results of measurements of radiation balance components, spectral transparency of the atmosphere and aerosols, range of visibility, and total atmospheric ozone are discussed; techniques used for the above measurements are considered.

The book is meant for specialists in the field of atmospheric physics.

*В. А. Баженов*

## **ПРИНЦИП ПОСТРОЕНИЯ АВТОМАТИЧЕСКИХ ОЗОНОМЕТРОВ С ПРЯМЫМ ОТСЧЕТОМ**

Создание автоматических озонметров определяется необходимостью получения достоверных, оперативных и непрерывных данных об общем содержании атмосферного озона для изучения и контроля ультрафиолетового климата различных географических районов, связей изменения содержания озона с аэросиноптическими условиями и мн. др. Основная задача автоматизации озонметрических измерений заключается в повышении точности, информативности и оперативности получения данных. Увеличение точности измерений обеспечивается исключением субъективных ошибок, увеличением быстродействия и использованием стабильных электронных элементов. Повышение информативности и оперативности достигается путем увеличения быстродействия автоматических устройств и осуществления непрерывности измерений. Для достижения максимальной оперативности получения данных особую важность имеет автоматизация не только измерений и записи, но и обработки результатов измерений. Можно указать два пути автоматического вычисления общего содержания озона по данным измерений ультрафиолетовой радиации в двух участках спектра. Первый путь — это обработка результатов измерений на портативных или стационарных ЭВМ по заданной программе при предварительном ручном или автоматическом кодировании и перфорировании. Вторым путем — непосредственное вычисление общего содержания озона самим прибором путем использования вычислительных блоков аналогового типа. Вторым путем представляется наиболее рациональным, оперативным и информативным. Рассмотрим возможности автономного аналогового вычисления общего содержания озона автоматическими фильтровыми озонometрами.

Вычисление общего содержания озона в земной атмосфере по

данным измерений фильтровых озонметров, как известно [1, 2], производится по формуле

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \omega_{\lambda 1} J_{\lambda 0} \cdot 10^{-(\mu \Omega \alpha_{\lambda} + m \beta_{\lambda} + m \delta_{\lambda})} d\lambda}{\int_{\lambda_3}^{\lambda_4} \omega_{\lambda 2} J_{\lambda 0} \cdot 10^{-(\mu \Omega \alpha_{\lambda} + m \beta_{\lambda} + m \delta_{\lambda})} d\lambda}, \quad (1)$$

где  $I_1/I_2$  — отношение отсчетов, полученное для светофильтров 1 и 2;  $\omega_{\lambda 1}$  и  $\omega_{\lambda 2}$  спектральные чувствительности прибора для данных светофильтров,  $\lambda_1$ — $\lambda_2$  и  $\lambda_3$ — $\lambda_4$ —границы спектральных интервалов пропускания светофильтров,  $J_{\lambda 0}$  — спектр солнечной радиации за пределами атмосферы,  $\mu$  и  $m$  — оптические массы озона и атмосферы,  $\beta_{\lambda}$  и  $\delta_{\lambda}$  — оптические толщи релеевской атмосферы и аэрозоля и  $\Omega$  — общее содержание озона в земной атмосфере. Выражение (1) показывает, что функциональная связь между отношением отсчетов  $I_1/I_2$  на выходе прибора и искомой величиной общего содержания атмосферного озона  $\Omega$  носит довольно сложный характер для аналоговых преобразований. К тому же относительно  $\Omega$  данное уравнение аналитически не решается, хотя и имеет достаточно простое графоаналитическое решение. Поэтому формула (1) практически не может быть использована для аналоговых вычислений  $\Omega$  по данным измерений  $I_1$  и  $I_2$ .

При поиске выражения, удобного для производства аналоговых вычислений, попробуем аппроксимировать уравнение (1) зависимостью с более простой функциональной связью между исходными величинами. Сначала запишем уравнение (1) в более кратком виде:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \omega_{\lambda 1} J_{\lambda} d\lambda}{\int_{\lambda_3}^{\lambda_4} \omega_{\lambda 2} J_{\lambda} d\lambda}, \quad (2)$$

где  $J_{\lambda}$  — спектральное распределение ультрафиолетовой радиации, регистрируемой озонметром. Предположим, что озонметр имеет узкие светофильтры с полушириной не более 5 нм. В таких узких спектральных интервалах, как показано в работах [3, 4], функция спектрального распределения ультрафиолетовой радиации солнца или неба практически линейна. Поэтому, если крылья светофильтров симметричны относительно вертикальной оси, проходящей через  $\frac{\lambda_{\max}}{\lambda_2}$ , вместо (2) приближенно можно написать, что

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{J_{\lambda m 1} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \omega_{\lambda 1} d\lambda}{J_{\lambda m 2} \int_{\lambda_3}^{\lambda_4} \omega_{\lambda 2} d\lambda} = \frac{\omega_1 J_{\lambda m 1}}{\omega_2 J_{\lambda m 2}}, \quad (3)$$

где  $J_{\lambda m 1}$  и  $J_{\lambda m 2}$  — спектральные интенсивности ультрафиолетовой радиации на длинах волн  $\lambda_{\max 1}$  и  $\lambda_{\max 2}$  (например, 301 и 326 нм,  $\omega_1 = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \omega_{\lambda 1} d\lambda$  и  $\omega_2 = \int_{\lambda_3}^{\lambda_4} \omega_{\lambda 2} d\lambda$  — интегральные параметры озонметра для 1 и 2 светофильтра). Выразим величины  $J_{\lambda m 1}$  и  $J_{\lambda m 2}$  через значения спектральных интенсивностей солнечной радиации за пределами земной атмосферы, тогда

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{\omega_1 J_{\lambda 01} \tau_{a1}}{\omega_2 J_{\lambda 02} \tau_{a2}} = A_0 \frac{10^{-(\mu \Omega \alpha_{\lambda 1} + m \beta_{\lambda 1} + m \delta_{\lambda 1})}}{10^{-(\mu \Omega \alpha_{\lambda 2} + m \beta_{\lambda 2} + m \delta_{\lambda 2})}}, \quad (4)$$

где  $J_{\lambda 01}$  и  $J_{\lambda 02}$  — спектральные интенсивности солнечной радиации за пределами атмосферы на длинах волн  $\lambda_{\max 1}$  и  $\lambda_{\max 2}$ ,  $\tau_{a1}$  и  $\tau_{a2}$  — спектральная прозрачность атмосферы на длинах волн  $\lambda_{\max 1}$  и  $\lambda_{\max 2}$ ,  $A_0 = \omega_1 J_{\lambda 01} / \omega_2 J_{\lambda 02}$  — постоянная озонметра.

Прологарифмируем и выполним некоторые преобразования выражения (4)

$$\begin{aligned} \lg\left(\frac{1}{A_0} \frac{I_1}{I_2}\right) &= (-\Omega \alpha_{\lambda 1} \mu - m \beta_{\lambda 1} - m \delta_{\lambda 1}) - (-\mu \Omega \alpha_{\lambda 2} - m \beta_{\lambda 2} - m \delta_{\lambda 2}) - \\ &- [\mu \Omega (\alpha_{\lambda 1} - \alpha_{\lambda 2}) + m(\beta_{\lambda 1} - \beta_{\lambda 2}) + m(\delta_{\lambda 1} - \delta_{\lambda 2})] = \\ &= -[\mu \Omega \alpha'_{\lambda} + m(\beta'_{\lambda} + \delta'_{\lambda})], \end{aligned} \quad (5)$$

где  $\alpha'_{\lambda}$ ,  $\beta'_{\lambda}$  и  $\delta'_{\lambda}$  — характеристики спектрального хода поглощения озона, молекулярного и аэрозольного ослабления соответственно.

Принимая во внимание результаты преобразования (5), уравнение (4) можно записать как

$$\frac{I_1}{I_2} = A_0 \cdot 10^{-[\mu \Omega \alpha'_{\lambda} + m(\beta'_{\lambda} + \delta'_{\lambda})]}. \quad (6)$$

Полагая, как и при решении уравнения (1), что спектр аэрозоля в ультрафиолетовой области имеет неселективный ход, т. е.  $\delta'_{\lambda} = 1$ , выражение (6) получим в виде

$$\frac{I_1}{I_2} = A_0 \cdot 10^{-(\mu \Omega \alpha'_{\lambda} + m \beta'_{\lambda})}. \quad (7)$$

Выражение (7) показывает, что по сравнению с уравнением (1), полученная зависимость имеет более простую функциональную связь между искомой величиной  $\Omega$  и данными измерений  $I_1/I_2$  и вполне может быть использовано для целей аналоговых преобразований [5]. Однако это выражение справедливо только для озонметров с узкими симметричными светофильтрами, имеющими полуширину не более 5 нм. Полуширина светофильтров отечественных сетевых озонметров гораздо больше, она

составляет около 20 нм, к тому же условие симметричности свето-фильтров выполняется не всегда. Поэтому, рассматривая общий случай решения задачи, с целью привязки аналитической зависимости (7) к реальной функции пропускания введем функциональный параметр  $\kappa$  [6], тогда уравнение (7) будет иметь следующий вид:

$$\frac{I_1}{I_2} = A_0 \cdot 10^{-(\mu \alpha'_\lambda + m \beta'_\lambda) \kappa} \quad (8)$$

Выражение (8) может быть существенно упрощено, если вместо коэффициентов  $\mu$ ,  $m$  и  $\beta'_\lambda$  ввести один эмпирический параметр  $m'$ , зависящий от  $h_\odot$ , т. е.

$$\frac{I_1}{I_2} = A_0 \cdot 10^{-(\alpha'_\lambda \circ m') \kappa} \quad (9)$$

Наконец, решая (9) относительно  $\Omega$ , получаем выражение для вычисления общего содержания озона в земной атмосфере по данным измерений  $I_1$  и  $I_2$  на выходе фильтрового озонметра:

$$\Omega = \frac{1}{\alpha'_\lambda m'} \sqrt[\kappa]{\lg A_0 - \lg \frac{I_1}{I_2}} = \frac{1}{\alpha'_\lambda m'} \left( \lg A_0 - \lg \frac{I_1}{I_2} \right)^{\frac{1}{\kappa}} \quad (10)$$

Таким образом, полученные выражения (9) и (10) являются аппроксимационными зависимостями уравнения (1). Эти выражения, имеющие элементарную функциональную связь между искомой величиной  $\Omega$  и данными измерений  $I_1$  и  $I_2$ , применимы для озонметров с любой полушириной фильтров и удобны для производства аналоговых преобразований.

Для оценки точности полученных аппроксимационных зависимостей, вычислим значения эмпирических параметров  $\kappa$  и  $m'$ . Другими словами, выполним привязку выражений (9) и (10) к номограмме какого-нибудь озонметра. Напомним, что озонная номограмма является результатом решения уравнения (1) для заданного диапазона изменения  $\Omega$  и данных  $\omega_1$  и  $\omega_2$ . В качестве примера воспользуемся номограммой, вычисленной для озонметра № 15 ГГО (рис. 1). Величина  $A_0$  для этого прибора равна 22, а значения параметров  $\kappa$  и  $m'$  для  $h_\odot = 40^\circ$  соответственно оказались равными 0,288 и 1,885. При этом использовалась следующая методика определения параметров  $\kappa$  и  $m'$ :

1) производился произвольный выбор величины  $\kappa$  в пределах от 0 до 1;

2) для выбранного значения  $\kappa$  с помощью выражения (9) вычислялся параметр  $m'$  для малых значений  $\Omega$  (например, 0,24 см) при какой-то высоте Солнца над горизонтом (например,  $40^\circ$ ). Величина отношения  $I_1/I_2$  бралась из номограммы для данных  $\Omega$  и  $h_\odot$  (для  $\Omega = 0,24$  см и  $h_\odot = 40^\circ$ );

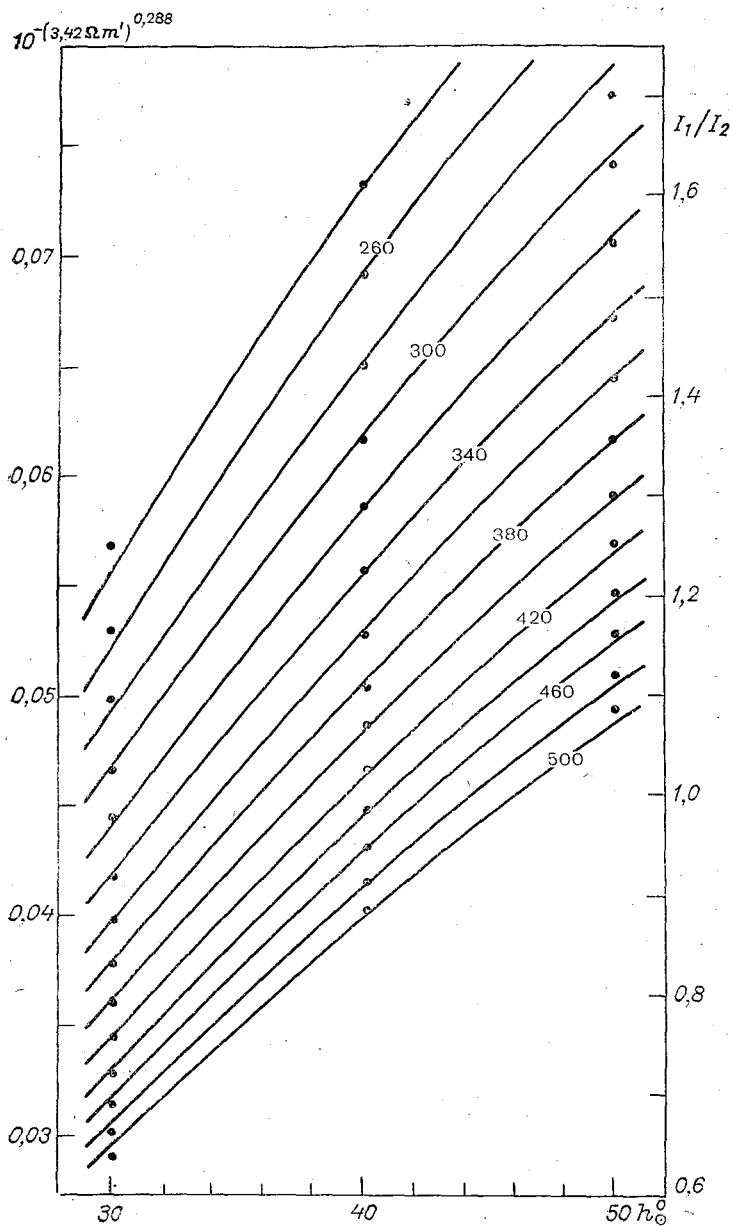


Рис. 1. Сравнение функций (1) и (9).  
 Функции: (1) — кривые, (9) — точки.

3) найденные значения  $\kappa$  и  $m'$  подставлялись затем в выражение (9), которое решалось относительно постоянной озонметра  $A_0$  для больших значений  $\Omega$  (например, 0,5 см). Величина  $I_1/I_2$  также бралась из номограммы (для  $\Omega=0,5$  см и  $h_{\odot}=40^{\circ}$ );

4) производилось сравнение истинной постоянной озонметра  $A_0$  с величиной  $A'_0$ , полученной в 3). Если значение  $A'_0$  оказывалось больше или меньше истинного значения  $A_0$ , то величина  $\kappa$  соответственно уменьшалась или увеличивалась и повторялась процедура вычислений согласно 1), 2), 3) и 4). Поиск истинного значения  $\kappa$  и  $m'$  производился до тех пор, пока не соблюдалось равенство  $A'_0=A_0$  с абсолютной погрешностью не более 0,05.

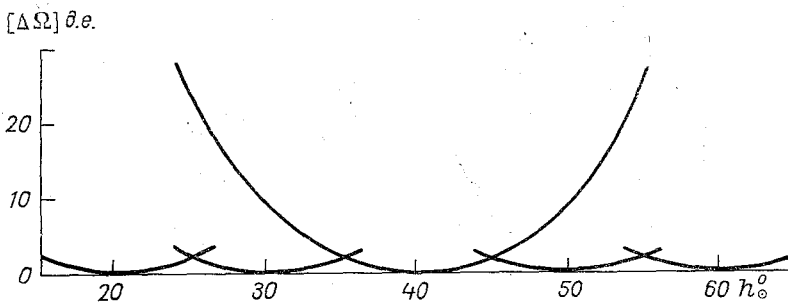


Рис. 2. Абсолютная погрешность автоматического вычисления общего содержания атмосферного озона при фиксированной ( $h_{\odot}=40^{\circ}$ ) и ступенчатой привязке для различных высот Солнца  $h_{\odot}$  с моментами переключений на  $h_{\odot}=15, 25, 35, 45, 55^{\circ}$ .

Найденные таким образом эмпирические параметры  $\kappa$  и  $m'$  позволяют точно привязаться к озонной номограмме в двух точках (для  $\Omega=0,24$  см и  $\Omega=0,5$  см при  $h_{\odot}=40^{\circ}$ ). Проверим теперь точность описания выражением (9) всей озонной номограммы.

Результаты вычислений представлены на рис. 1. по формулам (1) и (9) и на рис. 2 — по формуле (10). Из рис. 1 и 2 видно, что для высоты Солнца, при которой определяются параметры подгонки  $\kappa$  и  $m'$ , погрешность вычислений по формулам (9) и (10) практически равна нулю. Для высот Солнца, больших или меньших значения, при котором вычисляются параметры привязки, погрешность вычислений возрастает и составляет 10 добсоновских единиц (д. е.) при удалении от точки привязки на  $10^{\circ}$  и более 30 д. е. при удалении на  $20^{\circ}$ .

На основании проверки точностных возможностей описания озонной номограммы, полученной аппроксимационной зависимостью, можно указать три варианта построения автоматического озонметра с прямым отсчетом.



и требуется перекрывать диапазон изменения высот не более  $30^\circ$  (например, от  $25$  до  $55^\circ$ ), автоматический озонометр может быть построен из расчета фиксированной привязки к озонной номограмме в середине выбранного диапазона изменения высот Солнца. Максимальная погрешность озонометра с фиксированной привязкой не будет превышать  $10$ — $15$  д. е., при этом, как видно из рис. 2, чем уже диапазон изменения Солнца, тем выше точность устройства (вариант I).

2) Если требуется обеспечить высокую точность определения общего содержания озона при любой высоте Солнца, то могут иметь место два варианта построения прибора:

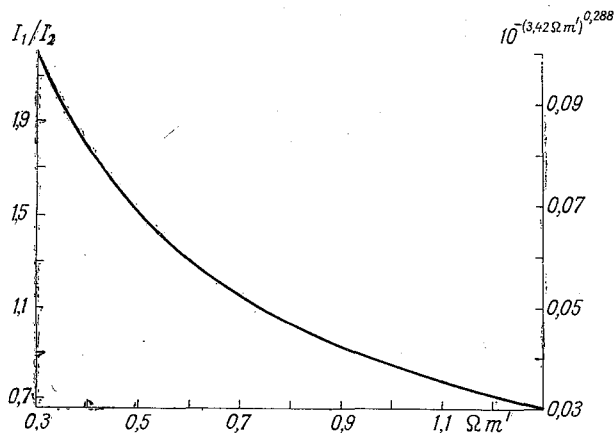


Рис. 3. Зависимость отношения отсчетов  $I_1/I_2$  от значения произведения  $\Omega m'$  для  $\alpha'_\lambda = 3,42 \text{ см}^{-1}$

и  $\kappa = 0,288$ .

а) озонометр строится из расчета ступенчатой привязки к озонной номограмме через каждые  $10^\circ$  высоты Солнца (рис. 2). Максимальная погрешность устройства со ступенчатой привязкой не будет превышать  $2$  д. е. (вариант II);

б) прибор строится из расчета непрерывной (плавающей) привязки к озонной номограмме в зависимости от высоты Солнца над горизонтом. Погрешность озонометра с плавающей привязкой практически равна нулю (вариант III).

Рассмотрим теперь структуру аналоговых преобразований автоматических озонометров с прямым отсчетом.

Независимо от варианта построения прибора, каждый автоматический озонометр, как следует из выражения (10), должен выполнять следующий цикл функциональных преобразований:

1) определение логарифма отношения отсчетов  $\lg I_1/I_2$ ;

2) вычисление произведения  $\Omega m'$  по данным  $\lg \frac{I_1}{I_2}$ ;

3) вычисление параметра  $m'$  для каждой высоты Солнца;

4) вычисление общего содержания озона в результате определения отношения  $\Omega m'/m'$ .

Варианты II и III должны иметь дополнительно цикл 3а, предназначенный для вычисления параметра  $\kappa$ .

Перечисленный цикл функциональных преобразований имеет следующую обеспеченность:

а) Определение отношения отсчетов или логарифма отношения осуществляется согласно принципам, изложенным в работе [5].

б) Вычисление произведения  $\Omega m'$  может быть выполнено путем аналогового преобразования напряжений, пропорциональных значениям  $\lg \frac{I_1}{I_2}$ , в значения напряжений, пропорциональных произведению  $\Omega m'$ , согласно зависимости (10), приведенной на рис. 3 для  $\kappa = 0,288$ .

Для построения блок-схемы функционального преобразователя типа  $\Omega m' = f\left(\lg \frac{I_1}{I_2}\right)$  перепишем выражение (10) относительно произведения  $\Omega m'$  и подставим значения постоянных коэффициентов, вычисленных для озонометра № 15 ГГО, тогда

$$\Omega m' = 0,29 \left(1,34 - \lg \frac{I_1}{I_2}\right)^{3,47}. \quad (11)$$

Согласно выражению (11), блок-схема аналогового преобразователя должна состоять из следующих последовательно соединенных узлов: блока вычитания, логарифмического блока, усилителя, антилогарифмического блока и делителя. Функциональное преобразование в такой схеме осуществляется следующим образом.

На два входа блока вычитания, выполненного, например, по схеме операционного усилителя, подаются напряжения  $U_1 = 1,34$  и  $U_2 = \lg \frac{I_1}{I_2}$ . Сигнал на выходе этого блока будет равен разности  $U_1 - U_2 = 1,34 - \lg \frac{I_1}{I_2}$ . Сигнал, пройдя логарифмический блок, поступает в усилитель, имеющий коэффициент усилителя  $K = 3,47$ . На выходе усилителя величина сигнала  $U_c = 3,47 \lg(1,34 - \lg \frac{I_1}{I_2})$ . После прохождения антилогарифмического блока и делителя с коэффициентом 0,29 напряжение сигнала  $U_c = 0,29 (1,34 - \lg \frac{I_1}{I_2})^{3,47} = \Omega m'$ .

в) Вычисление параметра  $m'$  осуществляется путем преобразования напряжений, пропорциональных высотам Солнца, в значения напряжений, пропорциональных параметрам  $m'$  (например, согласно зависимости, приведенной на рис. 4). При этом

могут быть два способа установки напряжений, пропорциональных высотам Солнца: ручной и автоматический. Ручная установка напряжений должна осуществляться перед снятием отсчетов. Автоматическая установка напряжений должна осуществляться непрерывно и может выполняться как по времени, так и по данным солнечной следящей системы.

г) Вычисление параметра  $\kappa$  осуществляется путем преобразования напряжений, пропорциональных высотам Солнца, в значения напряжений, пропорциональных параметрам  $\kappa$ , например, согласно зависимости, приведенной на рис. 5, полученной путем решения уравнения (9) для  $A_0=22$ . Способы установки напряжений пропорциональных высотам Солнца, аналогичны п. 3.

д) Вычисление отношения  $\Omega m'/m'$  с целью определения общего содержания атмосферного озона производится путем вычитания логарифмов  $\lg(\Omega m')$  и  $\lg m'$  (например, по схеме операционного усилителя, с последующим антилогарифмированием).

Подводя итоги данной работы, можно сформулировать следующие выводы.

1. Установлена реальная возможность создания аналогового автоматического озонметра с прямым отсчетом.

2. Выведено аппроксимационное выражение для определения содержания озона, удобное для проведения аналоговых преобразований.

3. Определена структура аналоговых преобразований.

4. Установлено, что погрешность автоматического вычисления общего содержания атмосферного озона определяется в основном характером привязки к озонной номограмме. Погрешность фиксированной привязки составляет 10—15 д. е., погрешность ступенчатой привязки — 2 д. е. и при плавающей привязке погрешность автоматических вычислений практически равна нулю.

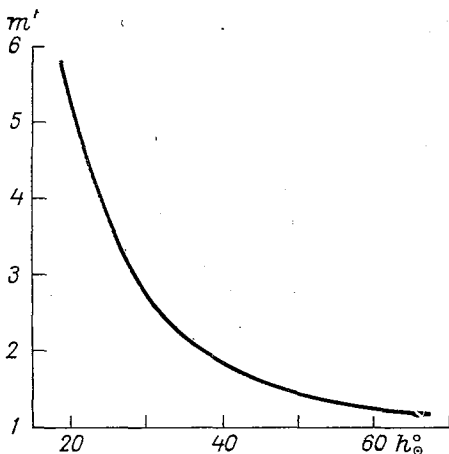


Рис. 4. Результаты вычислений зависимости  $m'=f(h_{\odot})$  для  $\kappa=0,288$  и  $A_0=22$ .

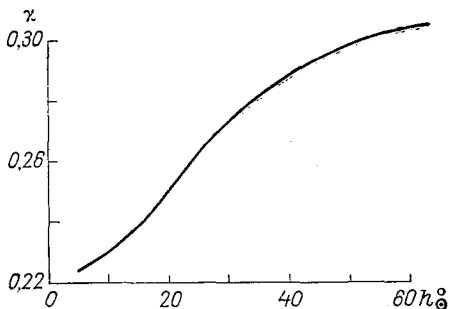


Рис. 5. Функция  $\kappa=F(h_{\odot})$  при значении  $A_0=22$ .

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гущин Г. П. Исследование атмосферного озона. Л., Гидрометеиздат, 1963, с. 48—56.
2. Гущин Г. П. Методические указания по производству и обработке наблюдений за общим содержанием атмосферного озона. Л., Гидрометеиздат, 1970, с. 34—46.
3. Большакова Л. Г., Ошерович А. Л., Пейсахон И. В. О систематических ошибках при фильтровой озонметрии.— В кн.: Атмосферный озон. М., Изд-во МГУ, 1961, с. 65—71.
4. Шаламянский А. М. Особенности измерения общего содержания озона приборами с широкими полосами пропускания.— Труды ГГО, 1970, вып. 255, с. 148—155.
5. Справочник по нелинейным схемам. Проектирование устройств на базе аналоговых функциональных модулей и интегральных схем. М., «Мир», 1977, с. 7—36.
6. Козырев Б. П., Баженов В. А. Анализ эмпирических функций спектрального пропускания атмосферных компонент.— Изв. АН СССР. Физ. атм. и океана, 1974, т. 10, с. 201—206.

*Ю. И. Бричков, Ю. А. Скляр*

## **АКТИНОМЕТР С ПЕРЕМЕННОЙ АПЕРТУРОЙ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЯРКОСТИ В ОКОЛОСОЛНЕЧНОМ ОРЕОЛЕ**

В Саратовском государственном университете в течение ряда лет ведутся работы по созданию актинометра с переменной апертурой для измерения распределения интегральной яркости неба вблизи Солнца (ореольного актинометра). С 1976 г. эти работы проводились авторами, разработавшими следующую экспериментальную модель такого прибора.

При конструировании прибора в основу были положены исследования угловых свойств актинометра с переменной апертурой, а также результаты расчета геометрических характеристик для актинометра с набором сменных входных диафрагм [1]. Основные технические характеристики прибора включали в себя следующие параметры:

Длина трубы (от приемника до входной диафрагмы), мм . . . . .	516
Радиус приемника радиации, мм . . . . .	2,25
Радиусы сменных входных диафрагм, мм . . . . .	9, 18, 27, 36, 45, 54, 63
Ширина кольцевых зон, ° . . . . .	1,5
Расстояние от центра кольцевых зон до центра диска Солнца, °	
первой зоны . . . . .	1,5
второй и последующих . . . . .	от 2,5 до 6,5
Ширина кольцевых зон полной освещенности, ° . . . . .	0,5

Предложенный вариант технических условий значительно улучшил угловые свойства прежних приборов того же назначения. Это позволило при разработке ореольного актинометра определить следующее его устройство.

1. Конструктивно ореольный актинометр представляет собой блок из двух параллельно расположенных труб с дифференциальным включением приемников радиации. Для слежения за Солн-

цем этот блок установлен на параллактической головке от телескопа (рис. 1). В качестве приемников используются болометры, представляющие собой плоскую однослойную проволочную спираль, зачерненную с одной стороны, как в болометрическом пиргелиометре (например, [2]).

Приемники радиации, находящиеся в различных трубах, включены в симметричные плечи одной из ветвей мостовой схемы. При этом ток в диагонали моста пропорционален разности потоков радиации на приемники, обусловленной различием апертур труб.

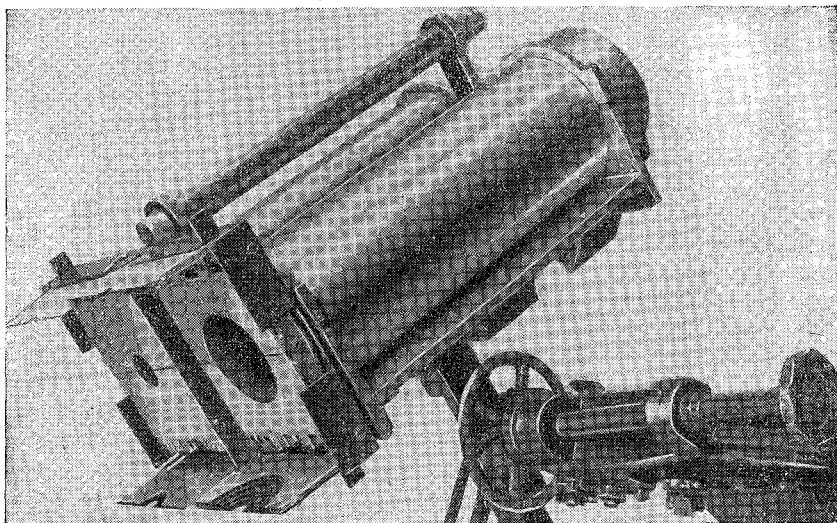


Рис. 1. Общий вид экспериментальной модели ореольного актинометра.

Каждая из труб содержит с одного конца устройство для изменения апертуры, с другого — собственно актинометр (трубку с приемным элементом и рядом внутренних диафрагм).

Для осуществления регулировки этот актинометр установлен в трубе с возможностью перемещения его в некоторых пределах. Внутренности обеих труб зачернены. Для наведения на Солнце имеется визирная труба, ось которой предварительно устанавливается параллельно осям рабочих труб ореольного актинометра.

2. Главной отличительной особенностью предлагаемого актинометра является наличие специально разработанного устройства для изменения апертуры.

Во всех ранее применявшихся актинометрах того же назначения (например, [4, 5]) изменение апертуры производилось непосредственной заменой одной входной диафрагмы на другую с иным отверстием. При этом неизбежно отмечается временное затенение приемника корпусом самой диафрагмы, что прерывает

поток па него прямой солнечной радиации и вызывает резкие изменения рабочего тока (поток прямой солнечной радиации на 2—3 порядка превосходит поток от кольцевой зоны). Вследствие этого снижается точность за счет смещения места нуля и увеличивается время между отсчетами. Для осуществления периодического контроля места нуля необходимо выравнять апертуры обеих труб, что также связано с прерыванием потока прямой солнечной радиации на приемник.

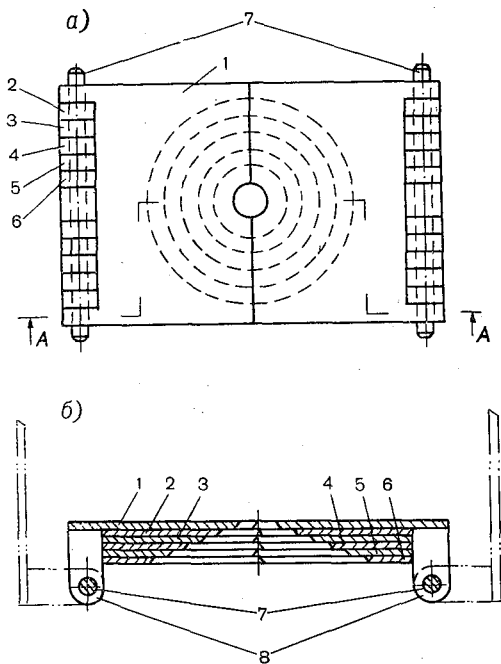


Рис. 2. Вид сверху (а) и сбоку (б) схемы устройства для изменения апертуры.

1—6 — сменные входные диафрагмы, 7 — ось, 8 — бобышки для крепления диафрагм. Диафрагма изображена с минимальным отверстием, выведенным из поля зрения приемника.

Разработанное устройство для изменения апертуры, устраняющее отмеченные недостатки, представляет собой набор одновременно закрепленных над входными отверстиями труб сменных входных диафрагм. Каждая из этих диафрагм разрезана по диаметру на две части таким образом, что при соединении их образуется круглое отверстие правильной формы. Все сменные входные диафрагмы набора смонтированы на каждой трубе одна над другой по мере уменьшения отверстия так, чтобы плоскости их

отверстий были параллельны плоскости входного отверстия каждой трубы, а центры отверстий диафрагм были расположены на осях труб.

Смена апертуры, например ее увеличение, происходит путем выведения обеих половин такой составной диафрагмы из поля зрения приемника в стороны без перекрыwania отверстия остальных сменных входных диафрагм. При этом выведение из поля зрения очередной диафрагмы происходит без помех для остальных. Можно осуществить несколько вариантов подобного устройства. На рис. 2 изображен вид выбранного варианта устройства для смены апертуры.

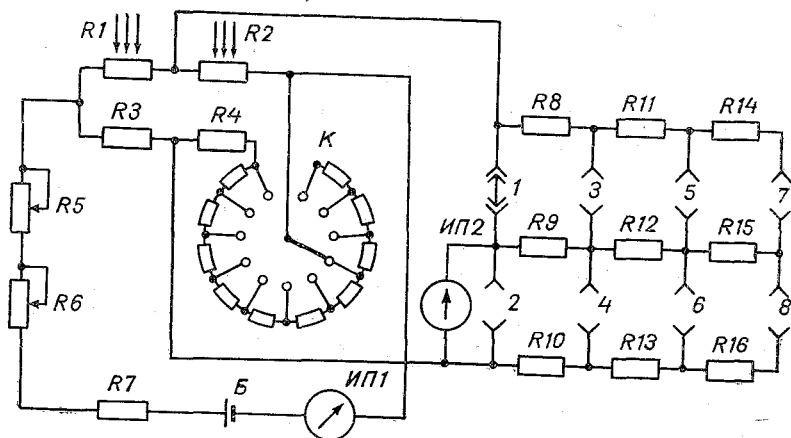


Рис. 3. Принципиальная электрическая схема ореольного актинометра.

Составные части всех диафрагм укреплены на двух общих осях, расположенных по обе стороны входного отверстия трубы. Во избежание попадания излучения по линии соединения половин диафрагм торцевые плоскости их в месте стыковки изготовлены под углом  $45^\circ$  с плоскостью самой диафрагмы и перекрываются. Роль диафрагмы самого большого диаметра выполняет оправа входного отверстия трубы.

Поскольку диафрагмы имеют определенную толщину и расположены в пакете друг над другом, расстояния от входных диафрагм до приемника радиации неодинаковы. Это обстоятельство может привести к смещению границ кольцевых зон по сравнению с их расчетными значениями [1]. Кроме того, величина смещения начала и конца зоны неодинакова, что может вызвать изменение ширины всей зоны по сравнению с расчетной, а также ширины полной освещенности.



Для того чтобы уменьшить искажения кольцевых зон, диафрагмы сделаны достаточно тонкими (1,5 мм), а в собранном состоянии — плотно прижатыми друг к другу для достижения минимальной толщины пакета. Радиусы их по сравнению с рассчитанными ранее соответственно изменены таким образом, чтобы угловой радиус начала каждой зоны остался прежним. Это позволило все остальные угловые характеристики экспериментального макета ореольного актинометра практически не изменять.

3. В принципиальной электрической схеме ореольного актинометра (рис. 3) сопротивления  $R1—R4$  и курбель  $K$  образуют мост. Болометры  $R1$  и  $R2$  являются приемными элементами,  $R5, R6$  служат для регулировки тока питания моста,  $R7$  — ограничительное сопротивление,  $ИП1$  — амперметр. Курбель  $K$  позволяет менять соотношение плеч моста при изменении температуры окружающей среды, так как, несмотря на то, что болометры  $R1$  и  $R2$  изготовлены по возможности близкими по своим параметрам, полной идентичности достичь, естественно, невозможно.

Сопротивления  $R8—R16$  и штепсели 1—8 образуют шунт для гальванометра  $ИП2$ . Штепсель 1 служит для включения гальванометра непосредственно в диагональ моста (максимальная чувствительность), штепсель 2 — для короткого замыкания рамки гальванометра. Включение одной из пар штепселей 3 и 4, 5 и 6, 7 и 8 шунтирует гальванометр в 5, 25 и 100 раз соответственно.

Шунтирование гальванометра необходимо при осуществлении привязки измерений радиации ореола к прямой солнечной радиации. При этом желательно, чтобы, помимо уменьшения чувствительности, при любой степени шунтирования не изменялось ни сопротивление измерительной диагонали моста, ни общее сопротивление, на которое замкнут гальванометр. Поэтому данный шунт выполнен по схеме Фолькмана, удовлетворяющей этим требованиям [3].

Сопротивления  $R3, R4, R8—R16$  и промежутки курбеля изготовлены из марганца. В качестве измерительных приборов используется амперметр типа М-104 и гальванометр М-196/2 (чувствительность  $7,6 \cdot 10^{-8}$  А/дел,  $R_r = 5,2$  Ом, внешнее критическое сопротивление 5,0 Ом).

Значение сопротивлений  $R1$  и  $R2$  (в омах) составляет около 3,1,  $R3 = 10$ , сопротивление между двумя соседними положениями курбеля составляет 0,01, значение  $R4$  подгоняется по данным приемных элементов,  $R5 = 5$ ,  $R6 = 0,3$ ,  $R7 = 2$ ,  $R8 = 3,18$ ,  $R9 = 4,88$ ,  $R10 = 2,52$ ,  $R11 = R12 = 1,55$ ,  $R13 = 0,485$ ,  $R14 = R15 = 0,345$ ,  $R16 = 0,121$ .

В качестве источника питания используется аккумулятор напряжением 1,25В. Максимально допустимый ток питания моста составляет 0,180А.

4. Измерения проводятся в следующем порядке. В начальный момент времени все диафрагмы могут быть собраны у обеих труб с одинаковыми минимальными апертурами. Путем подбора положения курбеля и изменения сопротивления в цепи питания уста-

навливается некоторый рабочий ток, при котором мост полностью уравновешен или близок к равновесию, и производится по гальванометру отсчет тока в диагонали моста (нулевой отсчет). Затем у одной из труб диафрагма с минимальным отверстием выводится из поля зрения приемника, т. е. апертура увеличивается, и производится отсчет по гальванометру, пропорциональный потоку радиации из первой кольцевой зоны, образующейся за счет различия апертур у труб. После этого у второй трубы аналогично выводится из поля зрения такая же диафрагма и тем самым апертура ее увеличивается до того же значения, что и у первой трубы, и опять снимается нулевой отсчет. Далее в такой же последовательности это повторяется со всеми диафрагмами. Отсчеты производятся в определенном ритме. Поэтому, используя среднее значение из двух соседних нулевых отсчетов, можно в значительной мере снизить влияние дрейфа тока в диагонали моста на результаты измерений.

Как до начала, так и по окончании измерений по всем кольцевым зонам осуществляется следующая привязка к прямой солнечной радиации: гальванометр шунтируется, входное отверстие первой трубы затеняется многослойной шторой и производится отсчет по гальванометру. В течение всего времени измерений ток питания моста не должен изменяться.

Для обработки результатов измерений за основу возьмем выражение для средневзвешенной яркости неба в пределах кольцевой зоны [1]

$$E_j = \frac{\Delta I_j}{S \Delta \Omega_j} \quad j = 1, 2, 3, \quad (1)$$

где  $\Delta I_j$  — поток радиации из  $j$ -й зоны,  $\Delta \Omega_j$  — приведенный телесный угол зоны,  $S$  — площадь приемного элемента. В результате привязки измерений ореола к величине прямой солнечной радиации имеем

$$\Delta I_j = \frac{\Delta i_j}{\Delta i_{\odot}} I. \quad (2)$$

Здесь  $\Delta i_j$  и  $\Delta i_{\odot}$  — величины тока в диагонали моста, обусловленные потоками радиации  $j$ -й зоны ореола и прямой солнечной  $I$  соответственно.

Так как  $I = BS$ , где  $B$  — плотность потока прямой солнечной радиации, получим для «относительного ореола»

$$\frac{E_j}{B} = \frac{\Delta i_j}{\Delta i_{\odot}} \frac{1}{\Delta \Omega_j}. \quad (3)$$

5. Для испытания ореольного актинометра в октябре — ноябре 1976 г. в Саратове были проведены пробные измерения рассеянной радиации околосолнечного неба. Несмотря на трудные

условия наблюдений (сильный ветер, пониженная температура окружающего воздуха), время на однократное измерение радиации по всем кольцевым зонам составляло не более 5 мин.

В качестве примера на рис. 4 приведена зависимость яркости околосолнечного неба (на квадратный градус) в процентах прямой солнечной радиации ( $E_j/B\%$ ) от расстояния до центра диска Солнца в градусах ( $z^\circ$ ) для различных дней наблюдений.

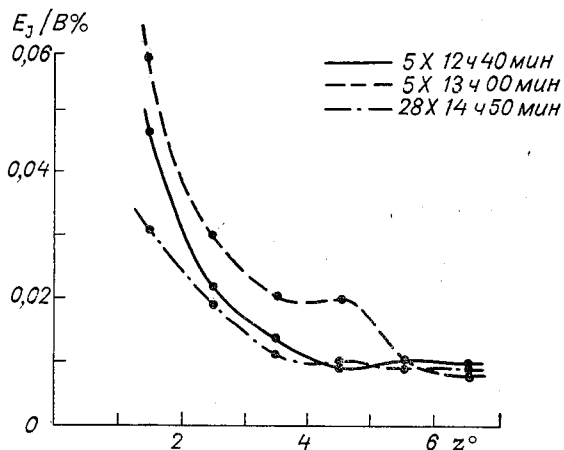


Рис. 4. Примеры распределения яркости околосолнечного неба.

Пробные измерения обнаружили в дни наблюдений довольно сильную изменчивость потока радиации от ореола в зонах, близких к солнечному диску. Так, например, величина радиации из ближайшей кольцевой зоны менялась от 0,2 до 1,5% по отношению к прямой солнечной радиации, в то время как для самой дальней зоны эта изменчивость составляла от 0,2 до 0,5%. Кроме того, в ряде случаев отмечались вторичные максимумы яркости ореола в районе 3,5—5,5° от центра диска Солнца.

В результате проведенных испытаний экспериментальной модели ореольного актинометра была проверена работоспособность данной конструкции, механических узлов и электрической схемы, а также выявлены основные направления доработки прибора. Ведутся работы по совершенствованию ореольного актинометра.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бричков Ю. И., Скляр Ю. А. К определению ореольного эффекта пиргелиметров.— Труды ГГО, 1976, вып. 370, с. 27—38.

2. Вьюшков П. В., Скляр Ю. А. Боллометрический пиргелиометр как эталонный прибор для абсолютных измерений прямой солнечной радиации.—Астрономический журнал, 1964, вып. 3, с. 555—558.

3. Карандеев К. Б. Гальванометры постоянного тока. Изд. Львовского ун-та, 1957, 170 с.

4. Linke F., Ulmitz E. Messungen der zirkumsolaren Himmelsstrahlung.—Meteorol. Zeitschr., 1940, Bd 57, S. 372—381.

5. Major G. Measurement of the circumsolar sky radiation for pyrheliometric purposes. Preprint. Inst. Atm. Phys., Budapest, 1975, № 4, p. 1—14.

*Е. В. Гниловской*

## РАССЕЯНИЕ СВЕТА В АТМОСФЕРЕ ПЛАНЕТЫ С НЕИЗОТРОПНОЙ ОТРАЖАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

В теории переноса излучения в планетных атмосферах основной является задача нахождения интенсивностей на границах атмосферы. При ее решении обычно принимается, что поверхность планеты отражает свет изотропно. Однако в большинстве случаев это является довольно грубым приближением к действительности.

В предлагаемой статье делается попытка решения основной задачи переноса излучения в планетных атмосферах с неизотропной отражающей поверхностью планеты сначала без учета поляризационных эффектов, а затем с учетом их.

1. В. В. Соболевым получена система уравнений без учета поляризации для определения интенсивностей излучения на границах атмосферы конечной оптической толщины  $\tau_0$  для общего случая неизотропного отражения от подстилающей поверхности (без решения) ([1], гл. 4, п. 1, формулы (18), (19), (20)). Рассмотрим возможные методы их решения. Сохраняя все обозначения, принятые в [1], перепишем эти уравнения в виде:

$$I_R^m(\eta, \zeta, \tau_0)\eta = \int_0^1 y^m(\eta, \eta') \bar{I}^m(\tau_0, \eta', \zeta, \tau_0) \eta' d\eta' + \\ + \frac{1}{2} S e^{-\frac{\tau_0}{\zeta}} y^m(\eta, \zeta) \zeta; \quad (1)$$

$$\bar{I}^m(0, -\eta, \zeta, \tau_0) = I^m(0, -\eta, \zeta, \tau_0) + \\ + 2 \int_0^1 \sigma^m(\eta, \eta', \tau_0) I_R^m(\eta', \zeta, \tau_0) \eta' d\eta' + I_R^m(\eta, \zeta, \tau_0) e^{-\frac{\tau_0}{\eta}}; \quad (2)$$

$$\bar{I}^m(\tau_0, \eta, \zeta, \tau_0) = I^m(\tau_0, \eta, \zeta, \tau_0) +$$

$$+ 2 \int_0^1 \rho^m(\eta, \eta', \tau_0) I_R^m(\eta', \zeta, \tau_0) \eta' d\eta', \quad (3)$$

где  $\bar{I}^m(0, -\eta, \zeta, \tau_0)$  и  $\bar{I}^m(\tau_0, \eta, \zeta, \tau_0)$  — коэффициенты разложения в ряд интенсивностей по косинусам углов, кратных азимуту ( $m=1, 2, 3, \dots, n$ ), с учетом влияния отражающей поверхности на верхней и нижней границах атмосферы соответственно;  $I_R^m(\eta, \zeta, \tau_0)$  — коэффициенты разложения в ряд интенсивности, отраженной от подстилающей поверхности по косинусам углов, с учетом многократного отражения (эти функции являются искомыми);  $\rho^m(\eta, \eta', \tau_0)$  и  $\sigma^m(\eta, \eta', \tau_0)$  — коэффициенты отражения и пропускания атмосферы без учета влияния поверхности планеты;  $y^m(\eta, \eta')$  — коэффициенты разложения в ряд функции отражения от подстилающей поверхности по косинусам углов, кратных азимуту. Последние функции считаются известными;  $\eta, \zeta$  — косинусы углов, характеризующие направление распространения радиации [1].

Подставляя (3) в (1), получим

$$\begin{aligned} I_R^m(\eta, \zeta, \tau_0) \eta = & 2 \int_0^1 y^m(\eta, \eta') \int_0^1 \rho^m(\eta', \eta'', \tau_0) \times \\ & \times I_R^m(\eta'', \zeta, \tau_0) \eta'' d\eta'' d\eta' + \int_0^1 y^m(\eta, \eta') \times \\ & \times I^m(\tau_0, \eta', \zeta, \tau_0) \eta' d\eta' + \frac{1}{2} S e^{-\frac{\tau_0}{\tau}} y^m(\eta, \zeta) \zeta. \end{aligned} \quad (4)$$

Полученное уравнение (4) есть интегральное уравнение Фредгольма второго ряда с кратным интегралом относительно неизвестной функции  $I_R^m(\eta, \zeta, \tau_0) \eta$  с ядром, зависящим от параметров  $\zeta$  и  $\tau_0$ , которое может быть решено методом последовательных приближений. За нулевое приближение  $I_R^{m(0)}(\eta, \zeta, \tau) \eta$  естественно выбрать свободный член уравнения (4)

$$\begin{aligned} I_R^{m(0)}(\eta, \zeta, \tau_0) \eta = & \int_0^1 y^m(\eta, \eta') I^m(\tau_0, \eta', \zeta, \tau_0) \eta' d\eta' + \\ & + \frac{1}{2} S e^{-\frac{\tau_0}{\tau}} y^m(\eta, \zeta) \zeta. \end{aligned} \quad (5)$$

Тогда для  $n$ -го приближения,  $I_R^{m(n)}(\eta, \zeta, \tau_0)\eta$  будем иметь<sup>1</sup>

$$I_R^{m(n)}(\eta, \zeta, \tau_0)\eta = 2^n \int_0^1 y^m(\eta, \eta') \int_0^1 \rho^m(\eta', \eta'', \tau_0) \times \\ \times I_R^{m(n)}(\eta', \zeta, \tau_0)\eta'' \eta' d\eta'' d\eta' + I_R^{m(0)}(\eta, \zeta, \tau_0)\eta. \quad (6)$$

Ввиду сходимости последовательности функций  $I_R^{m(n)}\eta$  ( $n=0, 1, 2, \dots$ ). Очевидно, что  $I_R^{m(n)}\eta - I_R^{m(n-1)}\eta < 2^n q^{n+1} p^n$ ,  $|I_R^{m(n)}(\eta, \zeta, \tau_0)| \leq p$ ,  $I_R^{m(0)}(\tau_0, \eta, \zeta, \tau_0) < M$ ;  $|\eta| < 1$ ,  $I_R^{m(n)}$  — некоторые положительные числа. Наибольшее из них обозначим через  $k$ , тогда имеем

$$|I_R^{m(n)}(\eta, \zeta, \tau_0) - I_R^{m(n-1)}(\eta, \zeta, \tau_0)| < 2^n k^{2n+1} M. \quad (7)$$

Следовательно, общий член которого выражается правой частью неравенства (7), будет сходящимся при  $n \rightarrow \infty$ , если  $2^n k^{2n+1} < 1$ , откуда следует, что ряд всегда сходится, если  $k < \frac{1}{\sqrt{2}}$  или  $k < 0,7$ .

Переходя к пределу в равенстве (6), получим, что функция

$$I_R^m(\eta, \zeta, \tau_0) = \lim_{n \rightarrow \infty} I_R^{m(n)}(\eta, \zeta, \tau_0) \quad (8)$$

является решением уравнения (4). В теории интегральных уравнений Фредгольма (см., например, [2]), если  $\lambda=2$  не является собственным значением задачи, то решение будет единственным. Вводя резольвенту уравнения (4)  $R(\eta, \eta', \eta'', \zeta, \tau_0, \lambda)$ , можно записать решение уравнения в виде

$$I_R^m(\eta, \zeta, \tau_0)\eta = \lambda \int_0^1 \int_0^1 R(\eta, \eta', \eta'', \zeta, \tau_0, \lambda) \times \\ \times I_R^{m(0)}(\eta', \zeta, \tau_0)\eta'' \eta' d\eta'' d\eta', \quad (9)$$

тогда вся трудность задачи переносится на нахождение резольвенты, для которой выполняется равенство

$$R(\eta, \eta', \eta'', \zeta, \tau_0, \lambda) = \frac{D(\eta, \eta', \eta'', \zeta, \tau_0, \lambda)}{D(\zeta, \tau_0, \lambda)}, \quad (10)$$

где  $D(\eta, \eta', \eta'', \zeta, \tau_0, \lambda)$  и  $D(\zeta, \tau_0, \lambda)$  — числитель и знаменатель Фредгольма. Положив в нашем случае  $\lambda=2$  и применяя разложение числителя и знаменателя дроби (10) в ряды, получим

$$R(\eta, \eta', \eta'', \zeta, \tau_0, 2) = \frac{D(\eta, \eta', \eta'', \zeta, \tau_0, 2)}{D(\zeta, \tau_0, 2)} =$$

<sup>1</sup> Приближение  $n=e$  соответствует свету, отраженному  $n$  раз атмосферой и  $n+1$  раз поверхностью.

$$= \frac{\sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{2^n}{n!} d^n(\eta, \eta', \eta'', \tau_0)}{1 + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \frac{2^n}{n!} d^n(\zeta, \tau_0)} \quad (11)$$

Коэффициенты рядов (11) могут быть последованы по формулам, приведенным в [2].

В общем случае решение рассмотренной задачи сложно, но вполне доступно для расчета на ЭВМ.

Обратим внимание на то обстоятельство, что решение упрощается, если функция  $y^m(\eta, \eta')$  является вырожденной. Она может быть представлена как произведение двух функций, которых одна зависит только от  $\eta$ , а другая только от  $\eta'$ :

$$y^m(\eta, \eta') = y_1^m(\eta) y_2^m(\eta'). \quad (12)$$

Тогда основное уравнение (4) может быть переписано в виде

$$I_R^m(\eta, \zeta, \tau_0) \eta = 2y_1^m(\eta) \int_0^1 \int_0^1 y_2^m(\eta') \rho^m(\eta', \eta'', \zeta, \tau_0) \times \\ \times I_R^m(\eta'', \zeta, \tau_0) \eta' \eta'' d\eta' d\eta'' + I_R^{m(0)}(\eta, \zeta, \tau_0) \eta. \quad (13)$$

Двойной интеграл, стоящий в правой части равенства, будет только функцией параметров  $\zeta$  и  $\tau_0$ . Обозначив его через  $A^m(\zeta, \tau_0)$ , получим

$$I_R^m(\eta, \zeta, \tau_0) \eta = 2y_1^m(\eta) A^m(\zeta, \tau_0) + I_R^{m(0)}(\eta, \zeta, \tau_0) \eta. \quad (14)$$

Для нахождения неизвестной функции  $A^m(\zeta, \tau_0)$  подставим выражение (14) в уравнение (13), тогда

$$2y_1^m(\eta) A^m(\zeta, \tau_0) = 2y_1^m(\eta) A^m(\zeta, \tau_0) \int_0^1 \int_0^1 y_2^m(\eta') \rho^m(\eta', \eta'', \zeta, \tau_0) \times \\ \times 2y_1^m(\eta'') \eta' \eta'' d\eta' d\eta'' + 2y_1^m(\eta) \int_0^1 \int_0^1 y_2^m(\eta') \rho^m(\eta', \eta'', \zeta, \tau_0) \times \\ \times I_R^{m(0)}(\eta'', \zeta, \tau_0) \eta' \eta'' d\eta' d\eta''. \quad (15)$$

Производя сокращение в равенстве (15) и обозначая первый и второй двойные интегралы в правой части через  $B^m(\zeta, \tau_0)$  и  $C^m(\zeta, \tau_0)$ , находим:

$$A^m(\zeta, \tau_0) - 2A^m(\zeta, \tau_0) B^m(\zeta, \tau_0) = C^m(\zeta, \tau_0); \\ A^m(\zeta, \tau_0) = \frac{C^m(\zeta, \tau_0)}{1 - 2B^m(\zeta, \tau_0)}. \quad (16)$$



Для  $I_R^m(\eta, \zeta, \tau_0)$  будем иметь

$$I_R^m(\eta, \zeta, \tau_0)\eta = 2y_1^m(\eta) \frac{C^m(\zeta, \tau_0)}{1 - 2B^m(\zeta, \tau_0)} + I_R^{m(0)}(\eta, \zeta, \tau_0)\eta, \quad (17)$$

где  $B^m(\zeta, \tau_0)$  и  $C^m(\zeta, \tau_0)$  выражаются формулами:

$$B^m(\zeta, \tau_0) = \int_0^1 \int_0^1 y_2^m(\eta') \rho^m(\eta', \eta'', \tau_0) y_1^m(\eta'') \eta' \eta'' d\eta' d\eta''; \quad (18)$$

$$C^m(\zeta, \tau_0) = \int_0^1 \int_0^1 y_2^m(\eta') \rho^m(\eta', \eta'', \tau_0) I_R^{m(0)}(\eta'', \zeta, \tau_0) \eta' \eta'' d\eta' d\eta'', \quad (19)$$

Подставляя выражение (17) для  $I_R^m(\eta, \zeta, \tau_0)$  в формулы (2) и (3), получим окончательные выражения для интенсивностей на границах атмосферы:

$$\begin{aligned} \bar{I}^m(0, -\eta, \zeta, \tau_0) &= I^m(0, -\eta, \zeta, \tau_0) + \\ &+ 4 \frac{C^m(\zeta, \tau_0)}{1 - 2B^m(\zeta, \tau_0)} \int_0^1 \sigma^m(\eta, \eta', \tau_0) y_1(\eta') \eta' d\eta' + \\ &+ \frac{2y_1^m(\eta) C^m(\zeta, \tau_0)}{1 - 2B^m(\zeta, \tau_0)} e^{-\frac{\tau_0}{\eta}} + I_R^{m(0)}(\eta, \zeta, \tau_0) e^{-\frac{\tau_0}{\eta}} + \\ &+ 2 \int_0^1 \sigma^m(\eta, \eta', \tau_0) I_R^{m(0)}(\eta', \zeta, \tau_0) \eta' d\eta'; \end{aligned} \quad (20)$$

$$\begin{aligned} \bar{I}^m(\tau_0, \eta, \zeta, \tau_0) &= I^m(\tau_0, \eta, \zeta, \tau_0) + \\ &+ 4 \frac{C^m(\zeta, \tau_0)}{1 - 2B^m(\zeta, \tau_0)} \int_0^1 \rho^m(\eta, \eta', \tau_0) y(\eta') \eta' d\eta' + \\ &+ 2 \int_0^1 \rho^m(\eta, \eta', \tau_0) I_R^{m(0)}(\eta', \zeta, \tau_0) \eta' d\eta'. \end{aligned} \quad (21)$$

2. Рассмотрим процессы многократного рассеяния в плоско-параллельной атмосфере, ограниченной неортогортропной отражающей поверхностью, с учетом поляризации в случае чистого рассеяния.

Поставим задачу нахождения векторных интенсивностей на границах атмосферы. Введем следующие обозначения:

$\tau_0$  — оптическая толщина атмосферы;

$\pi S$  — освещенность солнечными лучами на верхней границе атмосферы;

$S$  — вектор солнечного излучения с компонентами  $\frac{1}{2}S; \frac{1}{2}S; 0; 0$ ;

$\zeta$  — косинус угла падения солнечных лучей;

$\varphi_0$  — азимут.

$\mathbf{I}(\tau, \eta, \zeta, \varphi, \varphi_0)$  — векторная интенсивность диффузного излучения, идущего на оптической глубине  $\tau$ , под углом азимута  $\eta$  к нормали в атмосфере, ограниченной отражающей поверхностью, состоящая из четырех компонент (параметров Стокса):  $I_l, I_r, U, V$ , являющихся функциями тех же переменных;  $I_0(\tau, \eta, \zeta, \varphi, \varphi_0)$  — то же, при отсутствии отражающей поверхности, с компонентами:  $I_{0l}, I_{0r}, U, V$ ;  $\mathbf{I}^R(\tau, \eta, \zeta, \varphi, \varphi_0)$  — векторная интенсивность отраженного от поверхности излучения с компонентами  $I_l^R, I_r^R, U^R, V^R$ ;  $\mathbf{x}(\eta, \eta', \varphi, \varphi')$  — матрица рассеяния четвертого ранга;  $\mathbf{y}(\eta, \eta', \varphi, \varphi')$  — матрица отражения подстилающей поверхностью в общем случае четвертого ранга, компоненты которой являются функциями углов падения и отражения.

Две последние величины будем считать заданными. Предположим, что падающая и отраженная векторные интенсивности связаны соотношением:

$$\mathbf{I}^R \eta = \frac{1}{2\pi} \mathbf{y}(\eta, \eta', \varphi, \varphi') \mathbf{I} \eta'. \quad (22)$$

Пусть далее  $\rho_0(\tau_0, \eta, \zeta, \varphi, \varphi_0)$  и  $\sigma_0(\tau_0, \eta, \zeta, \varphi, \varphi_0)$  — векторные коэффициенты диффузного отражения и пропускания атмосферы при отсутствии отражающей поверхности, которые считаем известными. Можно показать, что в рассматриваемом случае для интенсивностей на границах атмосферы будут выполняться следующие векторные уравнения (они являются векторным аналогом уравнений (1), (2) и (3), а также вытекают из физических соображений):

$$\begin{aligned} \mathbf{I}(0, -\eta, \zeta, \varphi, \varphi_0) &= \mathbf{I}_0(0, -\eta, \zeta, \varphi, \varphi_0) + \\ &+ \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_0^1 \mathbf{I}^R(\tau_0, \eta', \zeta, \varphi', \varphi_0) \sigma(\tau_0, \eta, \eta', \varphi, \varphi') \times \\ &\times \eta' d\eta' + \mathbf{I}^R(\eta, \zeta, \tau_0, \varphi, \varphi_0) e^{-\frac{\tau_0}{n}} \end{aligned} \quad (23)$$

на верхней границе атмосферы;

$$\begin{aligned} \mathbf{I}(\tau_0, \eta, \zeta, \varphi, \varphi_0) &= \mathbf{I}_0(\tau_0, \eta, \zeta, \varphi, \varphi_0) + \\ &+ \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_0^1 \mathbf{I}^R(\tau_0, \eta', \zeta, \varphi', \varphi_0) \rho(\tau_0, \eta, \eta', \varphi, \varphi') \eta' d\eta' \end{aligned} \quad (24)$$

на нижней границе атмосферы; а для интенсивности, отраженной от поверхности, уравнение

$$\begin{aligned} \mathbf{I}^R(\tau_0, \eta, \zeta, \varphi, \varphi_0) \eta &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_0^1 \mathbf{y}(\eta, \eta', \varphi, \varphi') \times \\ &\times \mathbf{I}(\tau_0, \eta', \zeta, \varphi', \varphi_0) \eta' d\eta' + \frac{1}{2} \mathbf{S} e^{-\frac{\tau_0}{\zeta}} \mathbf{y}(\eta, \zeta, \varphi, \varphi_0) \zeta. \end{aligned} \quad (25)$$

Главная трудность заключается в нахождении векторной интенсивности  $I^R(\tau_0, \eta, \zeta, \varphi, \varphi_0)$ , отраженной от поверхности. Если она найдена, интенсивности на границах атмосферы находятся по формулам (23) и (24). Подставляя (24) в (25), получим интегральное уравнение

$$\begin{aligned}
 I^R(\eta, \zeta, \varphi, \varphi_0, \tau_0)\eta = & \frac{1}{2\pi^2} \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_0^1 y(\eta, \eta', \varphi, \varphi')\eta' \times \\
 \times & \left[ \int_0^{2\pi} d\varphi'' \int_0^1 I^R(\tau_0, \eta'', \zeta, \varphi'', \varphi_0) \rho(\tau_0, \eta', \eta'', \varphi', \varphi'')\eta'' d\eta'' \right] d\eta' + \\
 & + \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_0^1 y(\eta, \eta', \varphi, \varphi_0) I_0(\tau_0, \eta', \zeta, \varphi', \varphi_0)\eta' d\eta' + \\
 & + \frac{1}{2} S e^{-\frac{\tau_0}{\zeta}} y(\eta, \zeta, \varphi, \varphi_0)\zeta. \quad (26)
 \end{aligned}$$

Второй и третий члены в формуле (26) содержат известные функции и могут быть вычислены с помощью простого интегрирования. Для решения интегрального уравнения естественно использовать метод последовательных приближений. За нулевое приближение целесообразно взять свободный член уравнения (26), состоящий из двух слагаемых, подставив его под интеграл в квадратных скобках вместо  $I^R(\tau_0, \eta', \zeta, \varphi'', \varphi_0)$ , что даст возможность получить первое приближение для  $I^R(\tau_0, \eta, \zeta, \varphi, \varphi_0)$ .

Сходимость последовательных приближений может быть доказана так же, как в п. 1 данной работы.

Расчет нескольких последовательных приближений по формуле (26) может быть произведен хотя бы для простейших индикатрис рассеяния, для которых число членов разложения по полиномам Лежандра не превосходит трех. Матрицы  $\rho(\eta, \zeta, \varphi, \varphi_0, \tau_0)$  и  $\sigma(\eta, \zeta, \varphi, \varphi_0, \tau_0)$  для таких индикатрис хорошо известны (см., например, [3]). Ряд будет быстро сходиться, если величины  $\rho(\dots)$  и  $|y(\dots)|$  значительно меньше 0,7 (или хотя бы одна из них), что весьма реально во многих встречающихся на практике случаях<sup>1</sup>.

Если матрица отражения может быть представлена в виде

$$y(\eta, \eta', \varphi, \varphi') = y_1(\eta, \varphi) y_2(\eta', \varphi'), \quad (27)$$

где  $y_1(\eta, \varphi)$  — скалярная функция своих аргументов, то решение уравнения (26) может быть получено в конечном виде. Из (26) в этом случае получаем

<sup>1</sup> Эти условия будут выполняться, например, для системы земная поверхность — атмосфера в случае отсутствия облаков или снежного покрова.

$$\mathbf{I}^R(\eta, \zeta, \varphi, \varphi_0, \tau_0)\eta = \frac{1}{2\pi^2} \mathbf{y}_1(\eta, \varphi) \mathbf{A}(\tau, \zeta, \varphi_0) + \\ + \mathbf{I}_0^R(\eta, \zeta, \varphi, \varphi_0, \tau_0)\eta, \quad (28)$$

где  $\mathbf{A}(\tau_0, \zeta, \varphi_0)$  — неизвестная матрица.

Подставляя (28) в (26), находим

$$\frac{1}{2\pi^2} \mathbf{y}_1(\eta, \varphi) \mathbf{A}(\tau_0, \zeta, \varphi_0) = \mathbf{A}(\tau_0, \zeta, \varphi_0) \frac{1}{2\pi^2} \frac{1}{2\pi^2} \mathbf{y}_1(\eta, \varphi) \times \\ \times \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_0^1 \mathbf{y}_2(\eta', \varphi') \eta' \int_0^{2\pi} d\varphi'' \int_0^1 \mathbf{y}_1(\eta'', \varphi'') \rho(\tau_0, \eta', \eta'', \varphi', \varphi'') \times \\ \times \eta'' d\eta' d\eta'' + \frac{1}{2\pi^2} \mathbf{y}_1(\eta, \varphi) \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_0^1 \mathbf{y}_2(\eta', \varphi') \eta' \times \\ \times \int_0^{2\pi} d\varphi'' \int_0^1 \mathbf{I}^R(\tau_0, \eta'', \zeta, \varphi'', \varphi_0) \rho(\eta'', \eta', \zeta, \varphi, \varphi') \eta'' d\eta' d\eta''. \quad (29)$$

Обозначая, как и прежде, интегралы в правой части (29) через  $\mathbf{B}(\tau_0, \zeta, \varphi)$  и  $\mathbf{C}(\tau_0, \zeta, \varphi)$ , для неизвестной матрицы  $\mathbf{A}(\tau_0, \zeta, \varphi)$  имеем

$$\mathbf{A}(\tau_0, \zeta, \varphi) = \frac{\mathbf{C}(\tau_0, \zeta, \varphi)}{1 - \frac{1}{2\pi^2} \mathbf{B}(\tau_0, \zeta, \varphi)}. \quad (30)$$

Тогда

$$\mathbf{I}^R(\eta, \zeta, \varphi, \varphi_0, \tau_0)\eta = \frac{1}{2\pi^2} \mathbf{y}_1(\eta, \varphi) \frac{\mathbf{C}(\tau_0, \zeta, \varphi)}{1 - \frac{1}{2\pi^2} \mathbf{B}(\tau_0, \zeta, \varphi)}. \quad (31)$$

Подстановкой выражения (31) в формулы (23) и (24) и решается поставленная задача в этом случае.

Для релеевского рассеяния векторные функции  $\mathbf{I}(0, -\eta, \zeta, \varphi, \varphi_0)$ ,  $\mathbf{I}_0(\tau_0, \eta, \zeta, \varphi, \varphi_0)$ ,  $\rho(\eta, \zeta, \varphi, \varphi_0, \tau_0)$  и  $\sigma(\eta, \zeta, \varphi, \varphi_0; \tau_0)$  получены в конечном виде в [3] и прогабулированы в [4]. Представляется поэтому, что расчет по формулам (23), (24) и (31) не составит слишком больших трудностей.

В заключение заметим, что в случае релеевского рассеяния между векторными коэффициентами отражения  $\rho(\tau_0, \eta, \zeta, \varphi, \varphi_0)$  и пропускания  $\sigma(\tau_0, \eta, \zeta, \varphi, \varphi_0)$  и матрицами Чандрасекара  $\mathbf{S}(\tau_0, \eta, \zeta, \varphi, \varphi_0)$  и  $\mathbf{T}(\tau_0, \eta, \zeta, \varphi, \varphi_0)$  выполняются простые соотношения:

$$\rho(\tau_0, \eta, \zeta, \varphi, \varphi_0) = \frac{1}{4\pi\eta\zeta} \mathbf{S}(\tau_0, \eta, \zeta, \varphi, \varphi_0); \\ \sigma(\tau_0, \eta, \zeta, \varphi, \varphi_0) = \frac{1}{4\pi\eta\zeta} \mathbf{T}(\tau_0, \eta, \zeta, \varphi, \varphi_0). \quad (32)$$

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Соболев В. В. Рассеяние света в атмосферах планет. М., «Наука», 1972, 335 с.
2. Смирнов В. И. Курс высшей математики. Т. 4. Изд. 3. М., Гостехиздат, 1957, 812 с.
3. Чандрасекар С. Перенос лучистой энергии. Пер. с англ. М., Изд. иностр. лит., 1953, 432 с.
4. Coulson K., Dave J., Sekera Z. Tables related to radiation emerging from planetary atmosphere with Raileigh scattering. Univ. Calif. Press. 1960, 548 с.

*В. И. Горышин*

## **О ТОЧНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ДАЛЬНОСТИ ВИДИМОСТИ С ПОМОЩЬЮ РЕГИСТРАТОРОВ ПРОЗРАЧНОСТИ АТМОСФЕРЫ**

В настоящее время, в силу тенденции к автоматизации наблюдений за дальностью видимости на аэродромах, системы регистраторов прозрачности атмосферы (трансмиссометров) стали основным средством наблюдения за дальностью видимости на взлетно-посадочной полосе (ВПП) аэродрома. В зарубежной литературе и документах Международной организации гражданской авиации (ИКАО) этот метод наблюдения получил наименование метода трансмиссометра. Метод визуального определения дальности видимости с помощью наблюдателей, который ранее был основным средством получения информации о дальности видимости на ВПП, в настоящее время применяется в ограниченном числе случаев.

В связи с напряженным воздушным движением в современных аэропортах и требованием повышения регулярности и безопасности воздушного движения вопрос об оценке действительной точности определения дальности видимости на ВПП с помощью регистраторов прозрачности атмосферы имеет важное значение.

Определение дальности видимости по этому способу предполагает приборное измерение прозрачности горизонтального слоя атмосферы протяженностью до 150 м. Измеренная прибором прозрачность фиксированного слоя атмосферы преобразуется далее в показатель ослабления  $\alpha$  по формуле

$$\alpha = \frac{1}{L} \ln \frac{1}{T}, \quad (1)$$

где  $L$  — протяженность зондируемого слоя атмосферы,  $T$  — измеренная прибором прозрачность.

От показателя ослабления можно перейти к значению метеорологической дальности видимости  $S_m$  по известной формуле Кошмидера

$$S_m = \frac{\ln 1/\epsilon}{\alpha} \quad (2)$$

( $\epsilon$  — порог контрастной чувствительности глаза) или к дальности видимости огня известной силы света (см. статью В. И. Горышина, В. А. Ковалева на стр. 38).

Формально расчет относительных погрешностей измерения метеорологической дальности видимости по методу трансмиссометра производится по следующей формуле, полученной обычным путем при использовании формул (1) и (2):

$$\frac{\Delta S_m}{S_m} = \frac{1}{\ln 1/\epsilon} \frac{S_m}{L} \frac{\Delta T}{T}. \quad (3)$$

Формула (3) показывает, что относительная погрешность определения метеорологической дальности видимости (МДВ) с помощью регистраторов прозрачности атмосферы зависит не от значения МДВ, а от отношения МДВ к длине зондируемого слоя атмосферы. Зависит она также от порога контрастной чувствительности глаза и от относительной погрешности измерения прозрачности слоя атмосферы.

Следовательно, указанный метод определения дальности видимости является косвенным и от качества работы фотометров прямо зависит только погрешность измерения прозрачности данного слоя атмосферы протяженностью  $l$ .

Результаты количественных расчетов погрешностей по формуле (3) подробно изложены в работе [1]. Здесь рассмотрим результаты расчетной оценки относительных погрешностей измерения МДВ с помощью широко используемых в настоящее время на сети АМСГ регистраторов прозрачности атмосферы (РДВ) для стандартизированного значения порога контрастной чувствительности глаза, равного 0,05 и абсолютной погрешности измерения прозрачности атмосферы, равной 2% (табл. 1).

Таблица 1

Относительные погрешности измерения МДВ  
методом трансмиссометра при  $\Delta T=2\%$ ,  $\epsilon=0,05$

$S_m/l$ . . . . .	1	1,5	2	3	4	5	7,5	10	20
$\frac{\Delta S_m}{S_m} \%$ . . . . .	33	14	9,5	7,5	7,0	7,2	9,2	10	16

Следовательно, при использовании приборов РДВ с измерительными базами 25 м×2, 50 м×2 и 100 м×2 относительные погрешности измерения МДВ ( $\Delta S_m/S_m$ ) и относительные погрешности измерения МДВ в соответствии с требованиями ИКАО ( $\Delta S_m/S_m$  (по ИКАО)), будут равны погрешностям, представленным в табл. 2.

Анализ данных табл. 2 позволяет сделать заключение, что при использовании в данном пункте измерений двух регистраторов прозрачности атмосферы с базами, равными 25 и 100 м, можно обеспечить измерения МДВ в диапазоне 50—4000 м с большей точностью по сравнению с точностью, обусловленной требованиями-

**Относительные погрешности измерения МДВ приборами РДВ  
с различной базой при  $\Delta T=2\%$ ,  $\varepsilon=0,05$**

База 25 м×2									
МДВ, м . . . . .	50	75	100	150	200	250	375	500	1000
$\frac{\Delta S_M}{S_M} \%$ . . . . .	33	14	9,5	7,5	7,0	7,2	9,2	10	16
$\frac{\Delta S_M}{S_M} \%$ (по ИКАО) . . . . .	100	67	50	33	25	20	13,4	10	10
База 50 м×2									
МДВ, м . . . . .	100	150	200	300	400	500	750	1000	2000
$\frac{\Delta S_M}{S_M} \%$ . . . . .	33	14	9,5	7,5	7,0	7,2	9,2	10	16
$\frac{\Delta S_M}{S_M} \%$ (по ИКАО) . . . . .	50	33	25	16,7	12,5	10	10	10	20
База 100 м×2									
МДВ, м . . . . .	200	300	400	600	800	1000	1500	2000	4000
$\frac{\Delta S_M}{S_M} \%$ . . . . .	33	14	9,5	7,5	7,0	7,2	9,2	10	16
$\frac{\Delta S_M}{S_M} \%$ (по ИКАО) . . . . .	25	16,7	12,5	10	10	10	10	20	20

ми ИКАО. К сожалению, этот оптимистичный вывод далеко не полностью подтверждается результатами экспериментальных оценок фактической точности приборного определения МДВ методом трансиссометра.

Формализованные погрешности приборного определения МДВ, вычисленные по формуле (3), будут верны только при выполнении следующих условий.

1. Результат определения показателя ослабления (формула (1)) не должен зависеть от выбранной измерительной дистанции (базы прибора). Это условие выполняется только при производстве измерений в однородно замутненной атмосфере. В реальной неоднородной атмосфере правильный результат определения показателя ослабления будет получен только тогда, когда прозрачность измерена на дистанции, равной или близкой измеряемой МДВ. В настоящее время ни одна из приборных методик определения МДВ не позволяет выполнить это требование.

В результате возникают дополнительные погрешности, не учитываемые при расчете погрешностей по формуле (3).

2. Относительные погрешности определения МДВ методом трансиссометра, приведенные выше, рассчитаны в предположении абсолютной точности формул теории дальности видимости.

Формула Кошмидера (2) устанавливает однозначную связь между МДВ и показателем ослабления. Теоретические и экспериментальные исследования автора [2, 3] показали, что такая



Расхождения в значениях МДВ, измеренной с помощью двух установленных рядом приборов РДВ-2 с базами 50 и 100 м в различных метеорологических условиях

Условия	Диапазон расхождений, %										Всего
	0-10	10-20	20-30	30-40	40-50	50-60	60-70	70-80	80-90	90-100	
Снегопады при $S_M=200-3000$ м	682	339	166	78	58	31	9	3	1	5	1372
Доля, %	49,7	24,7	12,1	5,7	4,2	2,26	0,7	0,2	0,07	0,37	100
Снегопады при $S_M=200-1000$ м	162	80	26	8	3	—	—	—	—	—	279
Доля, %	58,0	28,7	9,3	3	1	—	—	—	—	—	100
Туман	72	60	39	27	7	2	1	0	0	4	212
Доля, %	34,0	28,3	18,4	12,7	3,3	0,9	0,47	0	0	1,9	100
Дымка	64	89	60	36	25	0	—	—	—	—	274
Доля, %	23,4	32,5	21,9	13,1	9,1	0	—	—	—	—	100

связь наблюдается только для условий относительно слабого помутнения атмосферы. При более сильном помутнении, особенно в диапазоне МДВ, необходимом для авиации, расчет МДВ по формуле (2) может давать ошибочный результат. Значения МДВ, рассчитанные по формуле (2), оказываются настолько заниженными, что в ряде случаев погрешность может достигать нескольких десятков процентов. Количественная оценка этого источника погрешностей и результаты экспериментальных исследований подробно рассмотрены автором в работах [2, 3].

Строгое в метрологическом отношении исследование действительных значений относительных погрешностей приборных измерений МДВ, свойственных тому или иному способу измерений,

Таблица 4

Доля (%) значений МДВ, измеренной с помощью двух установленных рядом приборов РДВ-2 с базами 50 и 100 м в различных метеорологических условиях

Условия	Диапазон расхождений, %						
	0-10	0-20	0-30	0-40	0-50	0-60	0-70
Снегопады при $S_m=200\div 3000$ м	49,7	74,4	86,5	92,2	96,4	98,7	99,4
Снегопады при $S_m=200\div 1000$ м	58,0	86,7	96,0	99,0	100	—	—
Туман . . . . .	34,0	62,3	80,7	93,4	96,7	97,6	98,1
Дымка . . . . .	23,4	55,9	77,8	90,9	100	—	—

станет возможным только при создании образцовых средств измерения МДВ. В настоящее время возможна только косвенная оценка погрешностей за счет того или иного фактора, которая была выполнена автором при изучении влияния дистанции осреднения (базы прибора) на результат определения МДВ. Исследования проводились с помощью приборов РДВ-2. Два фотометрических блока приборов РДВ-2 были установлены рядом в общей защитной будке. Один из них работал с базой 50 м×2, второй — с базой 100 м×2. Взаимное влияние приборов друг на друга было полностью исключено. В течение длительного времени в различных метеорологических условиях проводилась синхронная регистрация значений МДВ, измеренных двумя приборами в данном пункте. С лент регистрации снимались синхронные значения МДВ с интервалом от 1 до 5 мин. За опорные условно были приняты значения МДВ, измеренные прибором РДВ-2 с базой 100 м×2. Далее производились вычисления расхождений в показаниях двух приборов РДВ-2 и частоты появления этих расхождений. Результаты обработки материалов измерений МДВ двумя приборами РДВ в различных метеорологических условиях представлены в табл. 3 и 4.

Данные табл. 3 и 4 показывают, что при определенном фактическом значении МДВ результаты измерения с помощью двух

приборов РДВ-2, установленных в одном пункте, но имеющих различные измерительные базы, могут отличаться друг от друга на 50%, а иногда и более. Эти различия практически не зависят от метеорологических условий, при которых ведется измерение МДВ, определяются флюктуациями прозрачности атмосферы в каждой точке пространства. Основная масса расхождений не выходит за пределы диапазона 0—50%.

Поскольку при исследовании расхождений в показаниях двух приборов РДВ-2, работающих на общей измерительной базе 100 м [4], ни при одном из нескольких тысяч синхронных измерений МДВ в различных метеорологических условиях не возникло расхождений в показаниях более 10%, результаты, представленные в табл. 3 и 4, следует считать обусловленными изменчивостью структуры пространственного помутнения атмосферы, а не приборными погрешностями.

Таблица 5

Расхождения в значениях МДВ в снегопадах, измеренной с помощью двух приборов РДВ-2 с базами 50 и 100 м, при синхронных отсчетах по шкалам фотометрических блоков

	Диапазон расхождений, %						Всего
	0—10	10—20	20—30	30—40	40—50	50—60	
Число случаев . . . . .	149	102	38	7	1	0	297
Доля, % . . . . .	50,2	34,3	12,8	2,4	0,3	0	100

В связи с тем, что при анализе данных табл. 3 и 4 может возникнуть предположение о том, что расхождения частично возникают за счет несинхронного снятия отсчетов с диаграммных лент самописцев, были обработаны материалы измерения МДВ с помощью двух приборов РДВ-2 в снегопадах при синхронных отсчетах непосредственно по шкалам фотометрических блоков (табл. 5). Сравнение данных табл. 4 и 5 показывает, что принятая методика обработки лент самописцев не вносит заметных искажений в результаты анализа.

Рассмотренные ранее расхождения синхронных отсчетов по двум приборам РДВ-2 с базами 50 и 100 м обусловлены в основном высокочастотными составляющими флюктуаций прозрачности атмосферы на измерительных дистанциях. Это положение подтверждается результатами сравнения осредненных значений МДВ, измеренной двумя приборами.

По данным измерений синхронных значений МДВ в снегопадах (табл. 3, строки 3, 4) и синхронных отсчетов по шкалам фотометрических блоков (табл. 5) вычислены средние значения МДВ за 5 и 10 мин и рассчитаны расхождения средних значений (табл. 6).

Как видно из данных табл. 6, сходимость отсчетов по двум приборам РДВ-2 с базами 50 и 100 м несколько возрастает при введении временного осреднения за интервалы 5 и 10 мин. Однако в оперативной практике метеорологического обеспечения авиации использование таких периодов осреднения при определении дальности видимости недопустимо.

Таблица 6

**Расхождения в средних значениях МДВ, измеренной двумя приборами РДВ-2 с базами 50 и 100 м**

Доля (%) при осреднении за	Диапазон расхождений, %				
	0—10	10—20	20—30	30—40	40—50
5 мин . . . . .	65	30	5	1	0
10 мин . . . . .	74	22	4	0	0

Таким образом, случайные погрешности определения МДВ методом трансмиссометра, связанные с недостатками пространственного осреднения измеряемой в неоднородной атмосфере прозрачности атмосферы, в ряде случаев могут превышать инструментальные погрешности, представленные в табл. 2, которые обусловлены погрешностью фотометрирования.

Расхождения в показаниях двух приборов РДВ-2, аналогичные рассмотренным, возникают и при разнесении приборов на определенные расстояния при условии, что эти расстояния всегда остаются меньше измеряемой МДВ.

Таблица 7

**Доля (%) значений МДВ, измеренной с помощью двух приборов РДВ-2, установленных на различных расстояниях в различных метеорологических условиях**

Условия	Расстояние между приборами, м	Диапазон расхождений, %				
		0—10	0—20	0—30	0—40	0—50
Туман	125	43,9	69,2	81,8	89,0	92,2
	350	36,0	54,0	69,6	78,5	84,6
	575	31,2	50,0	67,0	79,5	92,6
	1400	25,9	49,7	68,7	78,5	85,7
Снегопад	125	36,7	57,7	75,6	90,9	98,1
	350	36,0	65,9	82,2	94,7	99,6
	1400	32,5	54,8	69,5	77,8	86,2
Дымка	125	51,0	79,1	88,8	93,8	96,4
	350	24,2	59,2	85,5	93,6	97,0
	575	35,5	83,7	92,5	95,6	97,4

Результаты исследования возникающих при этом расхождений представлены в табл. 7.

В заключение следует отметить, что все рассмотренные ранее материалы показывают, что метод определения дальности видимости с помощью регистраторов прозрачности атмосферы обладает существенными недостатками, несмотря на то, что он считается наиболее надежным и широко применяется для измерения МДВ в аэропортах различных стран. Для повышения точности приборных измерений МДВ необходимо совершенствовать методику измерений и аппаратуру. Эта работа проводится в настоящее время в ГГО.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Горышин В. И. Об оценке точности объективных измерений метеорологической дальности видимости.—Труды ГГО, 1965, вып. 169, с. 15—21.
2. Горышин В. И. Теория горизонтальной дальности видимости при учете вклада многократного рассеяния.—Труды ГГО, 1977, вып. 384, с. 113—135.
3. Горышин В. И. Результаты экспериментальной проверки выводов усовершенствованной теории горизонтальной дальности видимости.—Труды ГГО, 1977, вып. 384, с. 136—142.
4. Горышин В. И. Результаты исследования тесноты связи показаний двух приборов РДВ-2, работающих параллельно на общей измерительной базе.—Труды ГГО, 1976, вып. 357, с. 66—69.

*В. И. Горышин, В. А. Ковалев*

## **МЕТОДИКА ИНСТРУМЕНТАЛЬНОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ ДАЛЬНОСТИ ВИДИМОСТИ ОГНЕЙ ВЗЛЕТНО-ПОСАДОЧНОЙ ПОЛОСЫ (ВПП)**

В случаях осуществления посадки или взлета самолета ночью или в сумерки объектом наблюдения для летчика являются огни высокой интенсивности (ОВИ) на ВПП. В дневных условиях ОВИ как объект наблюдения используются при туманах, когда значение метеорологической дальности видимости становится, равным 1000 м или менее.

Практика самолетовождения выработала определенные требования к точности определения дальности видимости ОВИ и необходимые диапазоны измерения для аэродромов категории I, II и III. Эти требования изложены в соответствующих документах Международной организации гражданской авиации (ИКАО), например [5, 6].

Для выполнения посадки наиболее важной характеристикой является наклонная дальность видимости ОВИ. Следует отметить, что знание величины наклонной дальности видимости ОВИ не исключает необходимости определения дальности видимости ОВИ на ВПП, т. е. для условий наблюдения огней с уровня кабины пилота приземлившегося или взлетающего самолета (примерно с высоты 5 м).

Наклонная дальность видимости ОВИ так же, как и горизонтальная дальность видимости, зависит от общего помутнения приземного слоя атмосферы. Однако наиболее существенным фактором, определяющим значение наклонной дальности видимости ОВИ, является облачность и подоблачная дымка.

Учитывая современный минимум по высоте нижней границы облаков (ВНГО), равный 60 м, для аэродромов категории I, можно отметить, что при ВНГО более 200 м наклонная дальность видимости ОВИ определяется общим помутнением приземного слоя до высоты 60—100 м, наличием приземного или приподнятого тумана. Это положение подтверждается результатами экспериментальных исследований [2].

Из всего сказанного ранее следует, что в неоднородно замутненной среде однозначный ответ при инструментальном определении наклонной дальности видимости ОВИ может быть получен только при фиксировании высоты, с которой ведется наблюдение.

Значения углов относительно горизонта, определяющие сектор наблюдения, зависят от типа самолета. Для ориентации самолета относительно осевой линии ВПП пилот должен видеть определенную группу ближайших к нему огней, следовательно, минимальный угол наблюдения будет определяться наиболее удаленным огнем, который должен увидеть пилот приземляющегося самолета.

Инструментальный метод определения дальности видимости огней основан на использовании известной формулы Аллара

$$E_{\text{п}} = \frac{I}{S_0^2} e^{-\alpha_{S_0} S_0}, \quad (1)$$

где  $E_{\text{п}}$  — пороговая освещенность на зрачке глаза,  $I$  — сила света наблюдаемого огня,  $S_0$  — дальность видимости огня,  $\alpha_{S_0}$  — среднее значение показателя ослабления на дистанции, равной дальности видимости огня  $S_0$ .

Пороговая освещенность  $E_{\text{п}}$  является функцией яркости фона, на котором наблюдается одиночный огонь. ИКАО, учитывая требования безопасности и регулярности воздушного движения, рекомендовала для практического использования зависимость между  $E_{\text{п}}$  и яркостью фона  $B_{\text{ф}}$ , изображенную на рис. 1 в логарифмических координатах. С вполне удовлетворительной точностью эта зависимость может быть аппроксимирована уравнением прямой Блэкквела

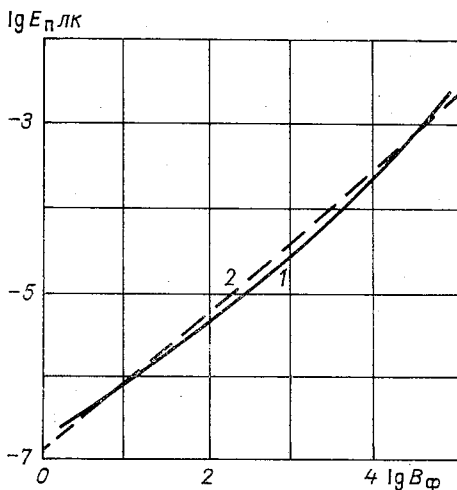


Рис. 1. Зависимость между величиной пороговой освещенности на зрачке глаза и яркостью фона.

1 — по данным ИКАО, 2 — по Блэкквелу.

$$\lg E_{\text{п}} = 0,887 \lg B_{\text{ф}} - 6,95, \quad (2)$$

изображенной на рис. 1 линией 2.

Если измерений яркости фона, на котором наблюдается огонь, не производят, рекомендуется использовать по данным ИКАО следующие четыре градации дискретных значений  $E_{\text{п}}$ , соответ-

ствующие определенным пределам яркости фона  $B_{\phi}$  в различное время суток:

Ночь	Сумерки	День	
		нормальный	яркий
$E_{\Pi}$ лк $8 \cdot 10^{-7}$	$10^{-5}$	$10^{-4}$	$10^{-3}$
$B_{\phi}$ нит 4—50	50—1000	1000—10 000	>10 000

Сила света наблюдаемого огня высокой интенсивности зависит от системы применяемых огней и от ступени, на которую включены огни. Например, для системы огней «Свеча-2» используют следующие три ступени силы света: VI—25 000 св, V—5000 св, IV—1250 св; для системы «Свеча-3»: VI—10 000 св, V—3000 св и IV—1000 св. В тех случаях, когда на аэродроме нет ОВИ, в качестве светового ориентира наблюдения выбран огонь силы света 25 свечей (лампа 60 Вт с колпаком), при этом значение пороговой освещенности на зрачке глаза для ночных условий принимается равным  $2 \cdot 10^{-7}$  лк, для сумерек  $2 \cdot 10^{-6}$  лк.

Наибольшая трудность при инструментальном определении дальности видимости ОВИ возникает при измерении среднего значения показателя ослабления  $\alpha_{S_0}$  на дистанции равной  $S_0$ . В теоретическом плане этот вопрос рассмотрен в работах [1, 3]. Если при определении дальности видимости ОВИ в горизонтальном направлении, когда замутненность атмосферы относительно однородна, можно применить методику экстраполяции, т. е. определять показатель ослабления по результатам измерения прозрачности атмосферы на дистанции существенно меньшей  $S_0$ , то при определении дальности видимости ОВИ в наклонном направлении методика экстраполяции может привести к появлению больших ошибок измерения  $\alpha_{S_0}$ .

Однако на пути оптимальной методики измерения  $\alpha_{S_0}$  возникают большие технические трудности, связанные с необходимостью зондирования больших оптических толщин, определяемых в данном случае произведением показателя ослабления на всю дистанцию зондирования, т. е.

$$\tau_{S_0} = \alpha_{S_0} S_0.$$

Для примера, в табл. 1 приведены значения зондируемых оптических толщин при оптимальной методике определения метеорологической дальности видимости (МДВ) и соответствующих значений дальности видимости огня силы света 25 000 св в различное время суток.

Данные табл. 1 наглядно показывают, что технические и методические трудности создания аппаратуры, способной зондировать приведенные оптические толщины, настолько велики, что их



Таблица 1

Значения зондируемых оптических толщин в различное время суток при оптимальной методике определения МДВ и дальности видимости ОВИ 25000 св,  $\varepsilon=0,05$  и  $\tau=3$

МДВ, м	День		Сумерки		Ночь	
	$S_{0M}$	$\tau_{S_0}$	$S_{0M}$	$\tau_{S_0}$	$S_{0M}$	$\tau_{S_0}$
100	210	6,2	270	8,1	400	12
300	470	4,7	640	6,4	1020	10,2
500	670	4,7	940	5,6	1570	9,4
1000	1040	3,1	1550	4,6	2700	8,1
1500	—	—	2000	4,0	3800	7,6
2000	—	—	2500	3,7	4800	7,2

вряд ли можно будет преодолеть в ближайшее время. Поэтому здесь также возникает необходимость применения в том или ином виде методики экстраполяции, хотя это неизбежно приведет к увеличению погрешности определения наклонной дальности видимости ОВИ.

Если сделать допущение, что рассматриваемый приземный слой атмосферы высоты  $H$  состоит из тонких слоев, оптические характеристики которых однородны в горизонтальном направлении, то задача определения наклонной дальности видимости ОВИ может быть решена так же, как это было сделано в работе [3] при определении наклонной дальности видимости реальных объектов.

В этом случае дистанцию, на которой осуществляется осреднение измеряемых оптических характеристик атмосферы, можно выбрать меньшей, чем  $S_0$ , например  $L$ , при этом обязательным условием должно быть сохранение высоты зондируемого слоя. Проще говоря, угол относительно горизонта, под которым осуществляются инструментальные измерения показателя ослабления, должен быть значительно больше угла, под которым наблюдается с высоты  $H$  последний видимый огонь.

Условие, при котором этот огонь будет виден с заданного расстояния  $L_H$  с высоты  $H$ , может быть получено путем решения уравнения (1) относительно показателя ослабления в виде

$$\bar{\alpha}_L \leq \frac{1}{L_H} \ln \frac{I}{E_0 L_H^2} \quad (3)$$

В том случае, когда определяемая экспериментально величина  $\bar{\alpha}_L$  в левой части формулы равна правой (рассчитываемой), выполняется равенство  $\bar{\alpha}_L = \bar{\alpha}_{L_H}$  и соответственно  $S_0 = L_H$ ; при неравенстве  $S_0 > L_H$ . Предложенная методика позволяет дать ответ,

видна ли требуемая для посадки группа огней, при этом датчик работает как пороговый прибор.

В рассмотренном случае измерительная база прибора  $L$  должна удовлетворять условию  $H < L \leq L_H$ , а угол зондирования  $\varphi$  выбирается равным  $\varphi = \arcs \operatorname{tg} H/L$ . Принятое допущение однородности атмосферы в горизонтальных направлениях равносильно допущению равенства измеренного среднего значения показателя ослабления  $\alpha_L$  на дистанции  $L$  величине  $\alpha_{S_0}$  и это позволяет по формуле (1) рассчитать дальность видимости ОВИ. При этом в реальных условиях, конечно, возникает дополнительная экстраполяционная погрешность. Обозначим отношение  $\alpha_L/\alpha_{S_0} = v$ . Величина  $v$  является характеристикой экстраполяционной погрешности. В том случае когда  $L = S_0$ , значение  $v$  всегда равно единице.

В общем случае погрешность определения дальности видимости ОВИ может быть представлена в следующем виде:

$$\delta S_0^2 = [K_1^2(\delta I^2 + \delta E_H^2) + K_2^2(\delta \alpha_L^2 + \delta v^2)]. \quad (4)$$

Здесь  $\delta I$ ,  $\delta E_H$  и  $\delta \alpha_L$  — относительные погрешности в оценке силы света огня, величины пороговой освещенности и среднего значения показателя ослабления на дистанции  $L$ ;  $\delta v$  — отклонение параметра  $v$  от единицы;  $K_1 = (2 + \tau_{S_0})^{-1}$ ,  $K_2 = \frac{\tau_{S_0}}{2 + \tau_{S_0}}$ . Значения  $\tau_{S_0}$  при-

ведены в табл. 1.

Рассчитанные значения коэффициентов  $K_1$  и  $K_2$  для различ-

Таблица 2

Значения коэффициентов  $K_1$  и  $K_2$  для различных условий определения дальности видимости ОВИ

МДВ, м	I св									
	25000			1250		25000			1250	
	день	сумерки	ночь			день	сумерки	ночь		
	<	$K_1$			>	<	$K_2$			>
0	0	0	0	0	0	1	1	1	1	
200	0,120	0,076	0,064	0,080	0,76	0,85	0,87	0,84		
400	0,14	0,108	0,071	0,091	0,71	0,78	0,86	0,82		
500	0,15	0,113	0,075	0,094	0,69	0,77	0,85	0,81		
800	0,18	0,126	0,079	0,102	0,64	0,75	0,84	0,80		
1000	0,19	0,133	0,082	0,108	0,62	0,73	0,84	0,78		
1500	—	0,149	0,087	0,117	—	0,70	0,83	0,77		
2000	—	0,167	0,091	0,125	—	0,67	0,82	0,75		
4000	—	—	0,105	0,15	—	—	0,79	0,70		
$\infty$	0,5	0,5	0,5	0,5	0	0	0	0		

ных условий определения дальности видимости ОВИ представлены в табл. 2.

Из данных табл. 2 следует:

1. Основной вклад в относительную погрешность определения дальности видимости ОВИ вносит погрешность измерения показателя ослабления на выбранной дистанции  $L$  (или прозрачности этого слоя атмосферы) и погрешность, обусловленная использованием методики экстраполяции.

2. Поскольку значения  $K_1$  существенно меньше значений  $K_2$ , погрешность в оценке значений силы света огня и пороговой освещенности на зрачке глаза сказывается меньше на значении относительной погрешности дальности видимости ОВИ. В области малых дальностей видимости роль указанных погрешностей особенно незначительна. Основной вклад создает погрешность определения истинного значения показателя ослабления на дистанции равной дальности видимости ОВИ.

3. Зависимость коэффициентов  $K_1$  и  $K_2$  от условий наблюдения и силы света ОВИ характеризует различную степень влияния отдельных составляющих относительных погрешностей на конечный результат.

В связи с тем, что в настоящее время еще не существует аппаратуры, которая позволяла бы достаточно надежно определять наклонную дальность видимости ОВИ, в оперативной практике метеобеспечения авиации пока применяется методика определения только горизонтальной дальности видимости ОВИ на ВПП, которая не имеет принципиальных отличий от методики определения наклонной дальности видимости ОВИ. Величина показателя ослабления определяется по результатам измерения прозрачности горизонтального слоя атмосферы протяженностью 100 или 50 м с помощью регистраторов дальности видимости (РДВ-2 или РДВ-3). Переход от измеренной прибором величины показателя ослабления (МДВ) к дальности видимости ОВИ или дальности видимости светового ориентира (лампа 60 Вт) для различных условий наблюдения осуществляется по специальной таблице, рассчитанной для системы огней «Свеча-2».

Данные расчета представлены в табл. 3, при расчете которой были приняты ранее указанные значения силы света ОВИ и светового ориентира. Для повышения безопасности движения при табличном способе определения дальности видимости ОВИ были приняты следующие значения пороговой освещенности в зависимости от условий наблюдения: дневные  $10^{-3}$  лк, сумерки  $10^{-4}$  лк, ночные  $8 \cdot 10^{-7}$  лк. Осреднение расчетных значений произведено в соответствии с требованиями наставления [4].

При использовании табл. 4 в оперативной практике метеобеспечения авиации возникают некоторые трудности, связанные с тем, что при переходе от одних условий наблюдения к другим (например, от сумерек к ночи) возникает скачок в значениях дальности видимости ОВИ, особенно опасный, когда значения видимости становятся минимальными.

Таблица 3

Перевод значений МДВ, измеренной с помощью прибора РДВ, в дальность видимости светового ориентира (60 Вт) и дальность видимости ОБИ (системы огней Д-1, Д-2, „Свеча-2“), м ( $\varepsilon=0,05$ )

МДВ, м	День		Сумерки				Ночь			
	степень включения ОБИ		световой ориентир	степень включения ОБИ			световой ориентир	степень включения ОБИ		
	VI	V		VI	V	IV		VI	V	IV
100	210	170	200	270	230	190	250	400	350	320
125	240	190	230	320	270	220	290	480	420	380
150	280	220	260	370	310	250	340	570	500	440
175	310	240	290	420	340	280	380	650	570	500
200	350	270	320	470	380	310	430	730	640	560
225	380	290	340	510	410	340	470	800	700	610
250	410	320	370	550	450	370	510	880	770	670
275	450	340	390	590	480	400	550	950	830	720
300	470	360	420	640	520	420	590	1020	890	780
325	490	380	440	680	550	440	620	1090	950	830
350	520	400	470	720	580	460	660	1170	1020	880
375	540	410	490	750	610	490	690	1230	1070	930
400	570	430	510	790	640	510	720	1300	1130	980
425	590	440	530	830	660	530	750	1370	1190	1020
450	620	460	550	870	690	550	790	1450	1250	1070
475	640	480	570	900	710	570	820	1510	1300	1110
500	670	500	590	940	740	590	850	1570	1360	1160
525	690		610	970	770	610	880	1630	1410	1210
550	710		630	1010	800	630	920	1700	1470	1260
575	730		640	1040	820	640	940	1760	1520	1300
600	750		660	1070	840	660	970	1820	1570	1350
625	770		680	1100	860	680	990	1880	1620	1400
650	790		700	1140	890	700	1020	1940	1670	1450
675	810		710	1170	910	720	1050	2020	1720	1480
700	830		730	1200	940	730	1080	2100	1780	1520
725	850		740	1230	960	740	1100	2100	1820	1560
750	870		760	1260	980	760	1130	2200	1870	1600
775	890		770	1290	1000	770	1150	2200	1920	1640
800	910		790	1320	1020	790	1180	2300	1970	1690
850	940		820	1380	1060	820	1230	2400	2100	1770
900	980		850	1440	1110	850	1280	2500	2200	1850
950	1010		880	1490	1150	870	1330	2600	2200	1920
1000	1040		910	1550	1190	900	1380	2700	2300	2000
1100			950	1650	1260	960	1470	2900	2500	2100

МДВ, м	День		Сумерки				Ночь			
	степень включения ОВИ		световой ориентир	степень включения ОВИ			световой ориентир	степень включения ОВИ		
	VI	V		VI	V	IV		VI	V	IV
1200			1000	1750	1330	1000	1570	3200	2700	2300
1300			1050	1850	1390	1050	1650	3400	2800	2400
1400			1100	1950	1460	1080	1730	3600	3000	2500
1500			1130	2000	1530	1130	1810	3800	3100	2600
1600			1170	2100	1600		1890	4000	3300	2800
1700			2210	2200	1660		1940	4200	3400	2900
1800			1250	2300	1730		2000	4400	3600	3000
1900			1280	2400			2100	4600	3800	3100
2000			1310	2500			2200	4800	4000	3300
2500			1450	2900			2500	5700	4700	3900
3000			1600	3300			2800	6600	5400	4500

Примечание. Видимость ОВИ в дневное время указана в таблице только до значений, соответствующих 1040 и 500 м, так как при больших значениях МДВ видимость ОВИ меньше  $S_m$  и поэтому не используется.

Усовершенствовать методику определения дальности видимости ОВИ можно будет тогда, когда значения пороговой освещенности будут определяться автоматически по результатам измерения яркости фона (формула (2)), а сам расчет дальности видимости ОВИ будет производиться автоматически с помощью ЭВМ.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Горышин В. И. О методике измерения дальности видимости при метеорологическом обслуживании авиации.—Труды ГГО, 1973, вып. 312, с. 50—64.
2. Горышин В. И., Корниенко В. И. Определение вертикальной видимости в приземном слое атмосферы.—Труды ГГО, 1973, вып. 312, с. 65—75.
3. Ковалев В. А. Некоторые вопросы перехода от прозрачности к наклонной дальности видимости.—Труды ГГО, 1974, вып. 324, с. 117—124.
4. Наставление по метеорологическому обслуживанию гражданской авиации (НМОГА-73). Л., Гидрометеиздат, 1973, 140 с.
5. Правила для аэронавигационных служб.—Метеорология. (Панс-мет) Дос 7605 MET (526)5. Международная организация гражданской авиации. Монреаль—Канада, 1973.
6. Практика наблюдений за дальностью видимости на ВПП и передачи сообщений о ней. Циркуляр ИКАО, 1973, 113—AN/85 Монреаль—Канада.

Г. К. Гуцин

## ТЕПЛОВОЙ РАСПАД ОЗОНА С ТОЧКИ ЗРЕНИЯ КИНЕТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ГАЗОВ

В фотохимической теории атмосферного озона, помимо фотохимических реакций, рассматриваются реакции, происходящие при столкновениях молекул газов [2, 4]. Однако константы скоростей этих реакций и особенно зависимости этих констант от температуры в большинстве своем установлены ненадежно [5]. Поэтому различные численные значения, получаемые при анализе аэрономических реакций, также следует считать приближенными. В связи с этим представляет интерес рассмотреть эти реакции, исходя из общих принципов и формул кинетической теории газов.

В элементарной кинетической теории газов предполагается, что молекулы газов являются сферическими абсолютно упругими шарами, которые взаимодействуют друг с другом только при соударениях. Однако не всякое столкновение приводит к реакции. Только столкновения молекул, обладающих определенной избыточной энергией, вызывают реакцию. Для бимолекулярных реакций достаточно учитывать только энергию поступательного движения молекул [3].

Если в кубическом сантиметре имеется  $n_3$  молекул одного газа и  $n$  молекул другого газа, имеющих соответственно эффективные поперечные сечения соударения  $\sigma_3$  и  $\sigma$ , а средние скорости движения  $v_3$  и  $v$ , то число столкновений активных молекул, происходящих между ними в одну секунду, будет [3]:

$$z_a = \sqrt{2} \sigma' v' n_3 n \exp(-E_0/kT), \quad (1)$$

где  $\sigma' = 0,5(\sigma_3 + \sigma) = \pi d_c^2$ ,  $d_c = 0,5(d_3 + d)$ ,  $d_3$  и  $d$  — эффективные диаметры молекул;  $v' = 0,5(v_3 + v)$ ,  $v_3 = (8kT/\pi m_3)^{1/2}$ ,  $v = (8kT/\pi m)^{1/2}$ ,  $m_3$  и  $m$  — массы молекул;  $E_0$  — сумма повышенных энергий столкнувшихся молекул (энергия активации);  $k = 1,38 \times 10^{-16}$  эрг/°С — постоянная Больцмана;  $T$  — абсолютная температура.

Примем, что при столкновениях активных молекул вся энергия переходит к молекулам  $n_3$ , которые при этом разрушаются. Таким образом в каждую секунду разрушается  $Z_a$  молекул  $n_3$ . С другой стороны, скорость разрушения рассматриваемых молекул можно определить как  $-dn_3/d\tau$  ( $\tau$  — время).

Тогда

$$-\frac{dn_3}{d\tau} = \sqrt{2} \sigma' v' n_3 n \exp(-E_0/kT). \quad (2)$$

Решая дифференциальное уравнение (2), определим время, необходимое для разрушения молекул  $n_3$  от какого-либо начального значения  $n_{3,0}$  при  $\tau=0$  до величины  $n_3$  в любой другой момент времени  $\tau$ :

$$\tau = \frac{\ln(n_{3,0}/n_3) \exp(E_0/kT)}{\sqrt{2} \sigma' v' n}. \quad (3)$$

Применим формулу (3) для расчета промежутка времени  $\tau_{0,5}$ , в течение которого первоначальное количество озона  $n_{3,0}$  уменьшается вдвое ( $n_3=0,5n_{3,0}$ ). Поскольку в формулу (3) входит отношение  $n_{3,0}/n_3$ , результат расчета не зависит от начальной концентрации озона. Эффективный диаметр всех молекул принят равным  $3,5 \cdot 10^{-8}$  см. Энергия активации озона равна  $1,09$  эВ  $= 1,744 \cdot 10^{-12}$  эрг [4]. Предполагается, что происходят столкновения молекул озона с массами  $79,68 \cdot 10^{-24}$  г и некоторых гипотетических частиц с массами  $48,14 \cdot 10^{-24}$  г (средняя масса «молекулы воздуха»). Поскольку количество озонных молекул в воздухе намного меньше количества всех других молекул, можно принять, что  $n$  есть общее число молекул в  $1 \text{ см}^3$ , и следовательно,

$$n = p/kT, \quad (4)$$

где  $p$  — давление.

С учетом соотношения (4) и выражений для  $v_3$  и  $v$  формула (3) примет вид

$$\tau = \frac{(\pi kT)^{1/2} \ln(n_{3,0}/n_3) \exp(E_0/kT)}{2 \sigma' p} \frac{(m_3 m)^{1/2}}{m_3^{1/2} + m^{1/2}}. \quad (5)$$

Подставив в формулу (5) численные значения входящих в нее величин, получим при  $p=1,01325 \cdot 10^6$  дн/см<sup>2</sup> следующие формулы для расчета промежутков времени  $\tau_{0,5}$ :

$$\tau_{0,5} = 0,7228 \cdot 10^{-11} T^{1/2} \exp(E_0/kT), \quad (6)$$

или

$$\tau_{0,5} = 0,7228 \cdot 10^{-11} T^{1/2} \exp(12\,637,7/T). \quad (6a)$$

Значения  $\tau_{0,5}$ , рассчитанные по формуле (6a) при разных температурах, приведены в табл. 1. Из данных табл. 1 видно, что

в чистом воздухе при нормальном давлении и температурах, встречающихся в атмосфере (от  $-80$  до  $+50^{\circ}\text{C}$ ), озон разрушается очень медленно. При понижении давления, как это видно из формулы (5), время  $\tau$  возрастает.

Аналогичные результаты были получены В. П. Быковым и при экспериментальном изучении технологической устойчивости озона [1]. В данном случае была установлена эмпирическая зависимость между временем пребывания озона в реакционной зоне  $\tau$  (мин) и парциальным давлением озона в смеси с воздухом в начале опыта  $P_1$  и в конце опыта  $P_2$  ( $\text{кг}/\text{см}^2$ ):

$$\tau = \frac{2}{k_1} \frac{P_1^{1/2} - P_2^{1/2}}{(P_1 P_2)^{1/2}}. \quad (7)$$

Параметр  $k_1$ , зависящий от температуры, находился из эксперимента, и некоторые его значения указаны в табл. 1.

Приняв  $P_1 = 0,6 \cdot 10^{-6}$   $\text{кг}/\text{см}^2$  (что соответствует общему содержанию озона 0,3 см), получим по формуле (7) промежутки времени  $\tau_{0,5}$ , которые приведены в табл. 1.

Таблица 1

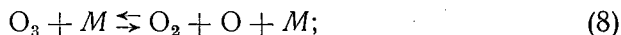
Время  $\tau_{0,5}$ , необходимое для температурного разрушения озона, при котором его первоначальное количество уменьшается вдвое

Температура, $^{\circ}\text{C}$	$k_1$	$\tau_{0,5}$ по формуле	
		(6а)	(7)
-50	$1,12 \cdot 10^{-10}$	$1,361 \cdot 10^7$ лет	$1,814 \cdot 10^7$ лет
0	$3,12 \cdot 10^{-6}$	512 лет	653 года
50	$3,97 \cdot 10^{-3}$	144 сут	187 сут
100	$7,13 \cdot 10^{-1}$	19 ч	25 ч

Из табл. 1 видно, что зависимость времени  $\tau_{0,5}$  от температуры проявляется одинаково в обоих случаях, да и абсолютные значения  $\tau_{0,5}$ , полученные по формулам (6а) и (7), близки друг к другу. Несколько меньшие значения  $\tau_{0,5}$  (в среднем на 30%), вычисленные по теоретической формуле (6а), по сравнению с опытными данными свидетельствуют, вероятно, о том, что распад озона происходит в том случае, если энергия  $E$ , выделяемая при столкновении молекул, больше  $E_0$ . Избыток энергии, равный  $E - E_0$ , уходит на придание поступательного движения реагируемым молекулам и увеличение внутренней энергии партнеров озонных молекул. При  $E = E_0$  энергии хватает лишь на диссоциацию молекул озона. Но, поскольку продукты распада не удаляются друг от друга, сразу же происходит их ассоциация и образование озонной молекулы.

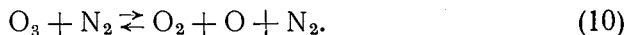


Разрушение молекул озона в результате столкновений (тепловой распад озона) по современным представлениям происходит следующим образом [5]:



где  $M$  — любая молекула воздуха.

С позиций кинетической теории газов нет никаких затруднений также и для протекания реакции



Важно, чтобы относительная скорость молекул  $\text{O}_3$  и  $\text{N}_2$  была достаточна для диссоциации молекулы озона.

Согласие теоретических и опытных данных позволяет считать, что реакцию (10) нельзя исключать при рассмотрении теплового распада озона. Если же молекулы азота не принимать во внимание (тем самым уменьшить в 5 раз общее число частиц в  $1 \text{ см}^3$ ), то теоретические и экспериментальные значения  $\tau$  будут отличаться друг от друга в 4—5 раз.

Успешность применения кинетической теории газов к объяснению термического распада озона связана с тем счастливым обстоятельством, что константы скоростей многих бимолекулярных реакций по своим величинам близки к частотам столкновений [3]. Исключение представляет только одна реакция:  $\text{O} + \text{O}_3 \rightarrow 2\text{O}_2$  [5], константа скорости которой, полученная из лабораторных измерений в  $10^4$ — $10^6$  раз больше, чем вычисленная по формулам кинетической теории. Но, так как концентрация атомов кислорода по сравнению с другими составляющими воздуха мала, вклад упомянутой реакции в тепловой распад озона невелик, и результаты расчетов значений  $\tau_{0,5}$  по теоретической и экспериментальной формулам близки между собой.

На высотах около 20 км часто встречаются опасные для жизни человека концентрации озона. Поэтому при конструировании высотных самолетов необходимо предусмотреть систему предварительной очистки воздуха от озона, который подается в кабины самолетов. Один из возможных способов удаления озона из воздуха — термическое его разрушение. Согласно формуле (6а) время полураспада озона уменьшается до 0,5,  $3 \cdot 10^{-4}$  и  $7 \cdot 10^{-6}$  с при повышении температуры соответственно до 300, 600 и  $900^\circ\text{C}$ . При повышении давления это время еще больше уменьшается. Таким образом наружный воздух, прошедший через очиститель с температурой  $700$ — $900^\circ\text{C}$ , практически мгновенно и полностью освобождается от озона.

При температурах же, встречающихся в атмосфере, термический распад озона происходит очень медленно. Например, во время длительной полярной ночи общее содержание озона в Антарк-

тиде почти не изменяется, а в Арктике даже возрастает [4], но это нарастание связано уже с особенностями стратосферной циркуляции.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гущин Г. П. Озон и аэросиноптические условия в атмосфере. Л., Гидрометеониздат. 1964, 342 с.
2. Гущин Г. П. Фотохимическая теория атмосферного озона.—Труды ГГО, 1972, вып. 279, с. 94—127.
3. Раковский А. В. Введение в физическую химию.—М., Ред. хим. лит-ры ГОНТИ НКТП, 1938, 677 с.
4. Хргиан А. Х. Физика атмосферного озона. Л., Гидрометеониздат, 1973, 292 с.
5. Шифф Х. И. Реакции с нейтральными частицами, включающие озон и кислород.—В кн.: Лабораторные исследования аэрономических реакций. Л., Гидрометеониздат, 1970, с. 169—194.

Г. К. Гуцин

## АКТИНОМЕТРИЧЕСКИЕ И МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ В КАРАДАГЕ ВО ВРЕМЯ ЧАСТНОГО СОЛНЕЧНОГО ЗАТМЕНИЯ 29 АПРЕЛЯ 1976 г.

Во время солнечного затмения 29 апреля 1976 г. в Карадаге (44,9° с. ш., 35,2° в. д.) проводились наблюдения за составляющими радиационного баланса, а также температурой и влажностью воздуха на трех уровнях. Погодные условия благоприятствовали наблюдениям: лишь в начале и конце затмения диск Солнца был закрыт облаками Сі. Ветер в течение всего дня имел южное направление (с моря).

Затмение началось в 11 ч 56 мин по истинному солнечному времени (ниже всюду наблюдения также отнесены к истинному солнечному времени), максимальная фаза его, достигшая 0,79, отмечена в 13 ч 31 мин, затмение окончилось в 15 ч 06 мин.

Приборы были установлены на актинометрической площадке, расположенной на высоте 40 м над уровнем моря, на расстоянии около 50 м от береговой линии. Площадка была покрыта зеленой (местами сухой) травой высотой 5—8 см.

Актинометрические наблюдения проводились с помощью стандартных термоэлектрических приборов Янишевского [6] с записью на лентах МСШ. Температура и влажность воздуха определялись по аспирационным психрометрам на высотах 50, 153 и 255 см от подстилающей поверхности. Результаты актинометрических наблюдений, представленные на рис. 1, дают ясное представление о резких изменениях составляющих радиационного баланса во время затмения. В результате уменьшения площади излучающей поверхности солнечного диска при затмении значения величин радиационного баланса  $B$ , потоков суммарной  $Q$  и рассеянной  $D$  радиаций 29 апреля 1976 г. оказались заниженными по сравнению с ожидаемыми соответственно на 75, 92 и 11 кал/сут·см<sup>2</sup>.

При анализе данных наблюдений необходимо также знать площадь солнечного диска  $\sigma_r$ , не закрытую Луной. Для определения значений  $\sigma_r$  рассмотрим рис. 2, на котором схематично показано положение солнечного ( $ADB$ ) и лунного ( $ACB$ ) дисков

на небосводе.  $ADBC$  — часть солнечной поверхности, посылающая излучение к Земле, площадь которой равна

$$\sigma_r = \pi r^2 - 2\varphi r^2 + r^2 \sin 2\varphi, \quad (1)$$

где  $r = OA$  — радиус солнечного диска. Относительная площадь открытой части солнечного диска, равная  $\sigma_r/\pi r^2$ , составляет

$$\sigma = 1 - \frac{2\varphi}{\pi} + \frac{\sin 2\varphi}{\pi}. \quad (2)$$

Угол  $\varphi$  определится из соотношения

$$\cos \varphi = l/2, \quad (3)$$

где  $l$  — расстояние  $OO_1$  между центрами солнечного и лунного дисков, выраженное в долях радиуса Солнца. Величина  $l$  легко

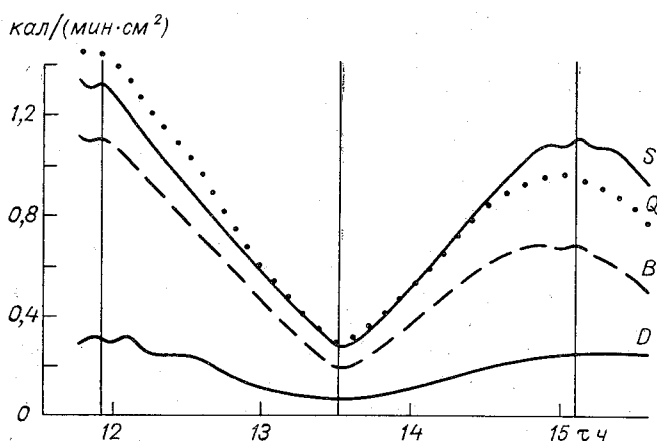


Рис. 1. Ход составляющих радиационного баланса в Карадаге во время солнечного затмения 29 апреля 1976 г.

$\tau$  — истинное солнечное время. Вертикальными линиями отмечены моменты наибольшей фазы и контакты затмения.

определяется, так как она линейно меняется от 2,00 при первом контакте и до некоторого минимального значения при наибольшей фазе затмения (в рассматриваемом случае до 0,42). Выявить зависимость величин  $B$ ,  $Q$ ,  $D$ ,  $S$  ( $S$  — прямая солнечная радиация, падающая на перпендикулярную лучам поверхность) от  $\sigma_r$  затруднительно ввиду непрерывного изменения высоты Солнца. Поэтому далее рассматриваются не сами составляющие радиационного баланса, а отношения  $B/B_0 = \eta_B$ ,  $S/S_0 = \eta_S$ ,  $Q/Q_0 = \eta_Q$  и  $D/D_0 = \eta_D$ , где  $B_0$ ,  $S_0$ ,  $Q_0$  и  $D_0$  — соответственно ожидаемые значения величины радиационного баланса, прямой, суммарной и рассеян-

ной радиации при отсутствии затмения, отнесенные к тому же моменту времени, что и значения  $B$ ,  $S$ ,  $Q$  и  $D$ .

Рассмотрим зависимость отношений  $\eta$  от  $\sigma$  (рис. 3). По мере закрытия Луной солнечного диска все значения  $\eta$  уменьшаются, но убывание  $\eta_S$  и  $\eta_B$  происходит интенсивнее, чем  $\eta_Q$  и  $\eta_D$ . Когда закрывается более 30% площади солнечного диска, дальнейшее убывание значений  $\eta$  происходит примерно по линейному закону, причем для прямой радиации линейная зависимость проявляется

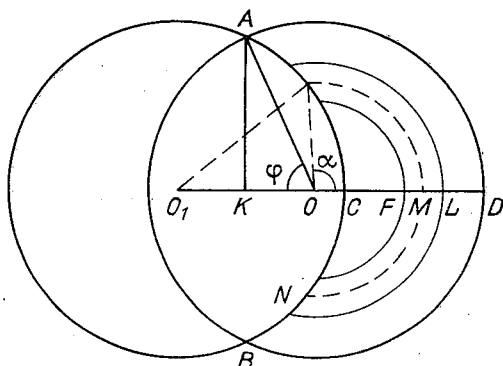


Рис. 2. Относительное положение солнечного ( $ADB$ ) и лунного ( $ACB$ ) дисков на небосводе во время частной фазы солнечного затмения.

очень точно. Подобный же результат был получен автором и ранее при наблюдении полного солнечного затмения в Тихом океане [2].

Некоторые различия в скорости убывания значений  $\eta_S$  и  $\eta_D$  ( $\eta_Q$ ) можно объяснить изменением спектрального состава солнечного излучения, происходящего во время затмения. Известно, что яркость солнечного диска убывает от центра к краю, и убывание это происходит сильнее в фиолетовых и слабее в красных лучах [1, 4]. Поэтому в начале затмения, когда Луной закрывается край солнечного диска, в общем потоке радиации уменьшается доля красной и инфракрасной радиаций, и солнечный свет на внешней границе атмосферы несколько «голубеет». При прохождении через атмосферу этот «более голубой» поток радиации в соответствии

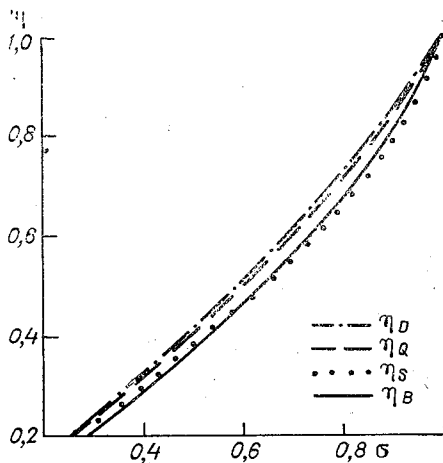


Рис. 3. Зависимость относительных потоков составляющих радиационного баланса  $\eta$  от относительной площади солнечного диска  $\sigma$ , не закрытой Луной, во время солнечного затмения 29 апреля 1976 г. в Карадаге.

с законом Релея будет сильнее рассеиваться, чем солнечный свет, имеющий спектральный состав при отсутствии затмения. Поэтому прямая радиация оказывается заниженной, а рассеянная радиация несколько завышенной по сравнению с соответствующими потоками радиации, которые наблюдались бы при отсутствии потемнения к краю солнечного диска.

Спектральный состав суммарной радиации при безоблачном небе в обычных условиях почти не меняется в течение дня [5]. Тот факт, что при солнечном затмении величины  $\eta_D$  и  $\eta_Q$  различаются совсем незначительно друг от друга, говорит о преобла-

Таблица 1  
Зависимость отношений  $S_{\Delta\lambda_1}/S_{0, \Delta\lambda_1}$  и  $S_{\Delta\lambda_2}/S_{0, \Delta\lambda_2}$   
от расстояния  $l$  между центрами солнечного  
и лунного дисков (выраженного в долях радиуса  
Солнца) и относительной площади солнечного  
диска  $\sigma$ , не закрытой Луной

$l$	$\sigma$	$S_{\Delta\lambda_1}/S_{0, \Delta\lambda_1}$	$S_{\Delta\lambda_2}/S_{0, \Delta\lambda_2}$
2,0	1,000		
1,8	0,963	0,975	0,971
1,6	0,896	0,917	0,909
1,4	0,812	0,830	0,823
1,2	0,716	0,727	0,719
1,0	0,609	0,599	0,602
0,6	0,376	0,330	0,347
0,4	0,254	0,199	0,218
0,2	0,127	0,082	0,097
0,1	0,065	0,035	0,044

дающем влиянии на суммарную радиацию отмеченного выше возрастания рассеянной радиации по сравнению с уменьшением прямой радиации.

При закрытии Луной центральной части солнечного диска ( $\sigma < 0,6$ ) наиболее сильно ослаблены потоки фиолетовой и синей радиаций, а доля красной радиации в интегральном потоке на внешней границе атмосферы возрастает. Для подтверждения сказанного были рассчитаны величины прямой солнечной радиации  $S_{\Delta\lambda_1}$  и  $S_{\Delta\lambda_2}$  соответственно в спектральных интервалах  $\Delta\lambda_1$  (350—475 нм) и  $\Delta\lambda_2$  (575—600 нм) для разных моментов затмения. Отношение значений  $S_{\Delta\lambda_1}$  и  $S_{\Delta\lambda_2}$  к потокам солнечной радиации  $S_{0, \Delta\lambda_1}$  и  $S_{0, \Delta\lambda_2}$  в тех же спектральных интервалах, но в отсутствии затмения, приведены в табл. 1. Значения  $S_{0, \Delta\lambda_1}$  и  $S_{0, \Delta\lambda_2}$  взяты из монографии [5]. Методика расчета значений  $S_{\Delta\lambda_1}$  и  $S_{\Delta\lambda_2}$  рас-

смачивается ниже. Из данных табл. 1 видно, что при закрытии Луной менее 35% площади солнечного диска ослабление солнечной радиации при росте значения  $l$  в спектральном интервале 350—375 нм происходит медленнее, чем ослабление радиации в диапазоне длин волн 575—600 нм. Соотношение же между величинами  $S_{\Delta, \lambda_1}/S_{0, \Delta \lambda_1}$  и  $S_{\Delta \lambda_2}/S_{0, \Delta \lambda_2}$  меняется на обратное при  $l < 1,0$ , т. е. доля красного света в общем потоке радиации растет. Этот «покрасневший» поток солнечной радиации будет меньше рассеиваться в атмосфере, чем солнечный свет нормального спектрального состава. При этом изменятся и соотношения между составляющими радиационного баланса: значения  $\eta_D$  и  $\eta_Q$  изменятся теперь более значительно, чем значения  $\eta_S$ .

Остановимся несколько подробнее на изменениях прямой солнечной радиации, являющейся первоисточником всех других потоков солнечной радиации в атмосфере. В табл. 2 приведены зна-

Таблица 2

Прямая солнечная радиация (кал/(мин·см<sup>2</sup>), измеренная в Карадаге во время частного солнечного затмения 29 апреля 1976 г. ( $S$ ) и рассчитанная теоретически ( $S_\sigma$  и  $S_{\sigma, \nu}$ ) в зависимости от интегральной прозрачности атмосферы  $P$  и относительной площади открытой части солнечного диска  $\sigma$

Время истинное солнечное, ч мин	$h_\odot^\circ$	$P$	$\sigma$	$S$	$S_\sigma$	$S_{\sigma, \nu}$
11 49	59,1	0,713	1	1,34	1,34	1,34
11 53	59,2	0,713	1	1,30 <sup>1</sup>	1,33	1,33
11 58	59,2	0,713	0,998	1,33	1,33	1,33
12 00	59,2	0,712	0,993	1,30	1,32	1,32
12 19	59,0	0,710	0,911	1,08	1,21	1,21
13 00	56,7	0,706	0,574	0,59	0,75	0,75
13 29	53,9	0,703	0,285	0,29	0,36	0,32
13 31	53,7	0,703	0,266	0,28	0,34	0,29
13 34	53,3	0,702	0,291	0,29	0,37	0,32
14 00	50,1	0,700	0,551	0,52	0,69	0,67
14 23	46,8	0,697	0,756	0,81	0,91	0,92
14 37	44,8	0,696	0,862	0,95	1,02	1,03
14 57	41,6	0,694	0,976	1,09	1,11	1,12
15 02	40,8	0,693	0,993	1,07 <sup>1</sup>	1,12	1,12
15 07	40,0	0,693	1	1,12	1,12	1,12
15 14	38,8	0,692	1	1,07 <sup>1</sup>	1,10	1,10
15 22	37,5	0,691	1	1,07	1,08	1,08

<sup>1</sup> При наблюдении на солнечном диске была заметна облачность С1.

чения прямой солнечной радиации, измеренные во время затмения  $S$  и рассчитанные теоретически ( $S_\sigma$  и  $S_{\sigma, \nu}$ ).

Значения  $S_\sigma$  рассчитывались по формуле

$$S = S_0 P^m, \quad (4)$$

где  $S_0 = 1,98$  кал/(мин·см<sup>2</sup>) — солнечная постоянная,  $P$  — интегральная прозрачность атмосферы,  $m$  — оптическая масса атмосферы. По значениям  $S$ , измеренным в 11 ч 48 мин и 15 ч 44 мин до и после затмения, были вычислены по формуле (4) значения  $P$  (равные соответственно 0,7713 и 0,693) и принято линейное изменение величины  $P$  со временем. По формуле (2) определялась остающаяся открытой относительная площадь солнечного диска  $\sigma$ . Тогда теоретическое значение прямой солнечной радиации, поступающей на поверхность Земли при солнечном затмении, будет

$$S_\sigma = S_0 \sigma P^m. \quad (5)$$

Значения  $S_\sigma$  приведены в табл. 2.

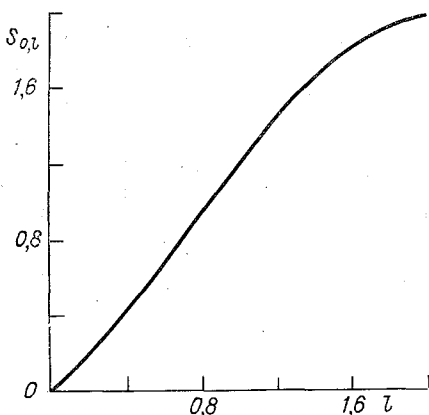


Рис. 4. Изменение солнечной постоянной  $S_{0,l}$  (кал/мин·см<sup>2</sup>) во время затмения в зависимости от расстояния между центрами солнечного и лунного дисков на небосводе  $l$  (в долях радиуса Солнца).

Из сопоставления величин  $S$  и  $S_\sigma$  видно, что измеренные потоки прямой солнечной радиации в большинстве своем ниже вычисленных. Это несоответствие может быть связано с временным уменьшением прозрачности атмосферы в период затмения. Разрыв измеренных и вычисленных значений прямой солнечной радиации несколько сокращается, если учесть эффект потемнения к краю солнечного диска.

Разделим солнечный диск (см. рис. 2) на концентрические слои равной толщины  $FL = \delta$  и предположим, что в пределах каждой полосы излучение  $I_\lambda(r_i)$  для длины волны  $\lambda$  с единицы площади не меняется ( $r_i = OE = OM$  — расстояние от центра диска Солнца до центра  $i$ -й полосы). Площадь  $i$ -й круговой по-

лосы, излучающей свет, равна  $2\pi r_i \delta k_i$ , где  $k_i$  — доля окружности радиуса  $r_i$  в пределах открытой части солнечного диска. Тогда энергетическая освещенность на внешней границе атмосферы от  $i$ -й круговой полосы для длины волны  $\lambda$  будет равна  $I_\lambda(r_i) 2\pi r_i \delta k_i$ .

Обозначим отношение  $I_\lambda(r_i)/I_\lambda(0)$  через  $\nu_{\lambda,i}$ , где  $I_\lambda(0)$  — энергетическая освещенность на внешней границе атмосферы для длины волны  $\lambda$ , создаваемая центром солнечного диска. Если сол-



нечный диск разбит на  $n$  concentрических полосок толщиной  $\delta$ , то излучение для длины волны  $\lambda$  от оставшейся открытой части солнечного диска будет равно  $\sum_{i=1}^n I_{\lambda}(0) \nu_{\lambda, i} 2\pi r_i k_i \delta$ , а доля этого потока по отношению к потоку солнечной радиации для длины волны  $\lambda$  от всего солнечного диска будет равна

$$\xi_{\lambda} = \frac{\sum_{i=1}^n \nu_{\lambda, i} k_i r_i}{\sum_{i=1}^n \nu_{\lambda, i} r_i} \quad (6)$$

Величина  $k_i$  равна отношению длины дуги  $EMN$  (рис. 2) к длине окружности радиуса  $r_i (2\pi r_i)$ . Длина дуги  $EMN$  равна удвоенной длине  $EM$ , т. е.  $2\alpha_i r_i$  ( $\alpha_i$  выражено в радианах). Тогда

$$k_i = \alpha_i / \pi. \quad (7)$$

Рассматривая  $\triangle O_1EO$ , из соотношения

$$\cos \alpha_i = \frac{1 - a_i - l}{2a_i l} \quad (8)$$

(где  $a_i = r_i/r$ ) легко определяется угол  $\alpha_i$ .

Выражая величины  $r_i$  и  $k_i$  соответственно через  $a_i$  и  $\alpha_i$ , преобразуем отношение (6) к виду

$$\xi_{\lambda} = \frac{\sum_{i=1}^n \nu_{\lambda, i} a_i \alpha_i}{\sum_{i=1}^n \nu_{\lambda, i} a_i} \quad (9)$$

Если энергетическая освещенность на внешней границе атмосферы при отсутствии затмения для длины волны  $\lambda$  составляет  $S_{0\lambda}$ , то во время затмения она уменьшается до значения  $S_{0\lambda} \xi_{\lambda}$ . Суммируя затем потоки  $S_{0\lambda} \xi_{\lambda}$  по всем длинам волн, получим интегральный поток радиации  $S_{0, l}$  при той или иной фазе затмения (рис. 4). Тогда прямая солнечная радиация, доходящая до поверхности Земли, будет равна

$$S_{\sigma, \nu} = S_{0, l} P^m \quad (10)$$

Значения  $S_{\sigma, \nu}$  приведены в табл. 2.

Для расчета множителей  $\xi_{\lambda}$  солнечный диск разбивался на concentрические полоски толщиной  $0,02r$ , т. е. принималось, что  $a_i = 0,01, 0,03, \dots, 0,99$ . Величины  $\nu_{\lambda, i}$  определялись по данным Аббота [1], которые экстраполировались в сторону более коротких длин волн. Солнечный спектр был разбит на интервалы, для каждого из которых принято среднее значение  $\nu_{\lambda, i}$ , зависящее еще и от  $a_i$  (табл. 3). Значения прямой солнечной радиации для интервалов длин волн, указанных в табл. 3, определены по данным М. Николе [7].

Потемнение к краю солнечного диска  $\nu_{\lambda, i}$  в разных участках спектра в зависимости от относительного расстояния  $a_i$  до центра солнечного диска

$\nu_{\lambda, i}$ нм	$a_i$								
	0,2	0,4	0,55	0,65	0,75	0,825	0,875	0,92	0,95
0—225	0,93	0,84	0,76	0,69	0,60	0,51	0,43	0,34	0,27
225—250	0,94	0,86	0,78	0,72	0,63	0,53	0,45	0,36	0,30
250—275	0,95	0,88	0,80	0,74	0,65	0,55	0,47	0,39	0,32
275—300	0,96	0,90	0,82	0,76	0,67	0,58	0,50	0,41	0,35
300—325	0,97	0,92	0,84	0,78	0,69	0,60	0,52	0,43	0,37
325—350	0,97	0,92	0,85	0,80	0,71	0,62	0,54	0,46	0,39
350—375	0,97	0,92	0,86	0,81	0,72	0,63	0,56	0,48	0,41
375—400	0,98	0,93	0,87	0,81	0,73	0,65	0,57	0,50	0,43
400—425	0,98	0,93	0,87	0,82	0,74	0,66	0,59	0,52	0,45
425—450	0,98	0,94	0,88	0,83	0,75	0,68	0,61	0,54	0,47
450—475	0,98	0,94	0,88	0,83	0,76	0,69	0,62	0,56	0,49
475—500	0,98	0,94	0,89	0,84	0,78	0,70	0,64	0,57	0,51
500—525	0,99	0,95	0,89	0,85	0,79	0,72	0,65	0,59	0,53
525—550	0,99	0,95	0,90	0,86	0,80	0,73	0,67	0,60	0,55
550—575	0,99	0,96	0,90	0,87	0,81	0,75	0,69	0,62	0,56
575—600	0,99	0,96	0,91	0,87	0,82	0,76	0,70	0,63	0,57
600—650	0,99	0,96	0,91	0,88	0,82	0,76	0,70	0,64	0,58
650—700	0,99	0,96	0,92	0,88	0,83	0,77	0,71	0,64	0,59
700—750	0,99	0,96	0,92	0,88	0,83	0,77	0,71	0,65	0,60
> 750	0,99	0,96	0,92	0,88	0,83	0,77	0,71	0,65	0,60

Как видно из данных табл. 3, учет потемнения к краю солнечного диска значительно сокращает разность между вычисленными и измеренными значениями прямой солнечной радиации лишь при больших фазах затмения. Для других моментов затмения значения  $S_{\sigma}$  и  $S_{\sigma, \nu}$  совпадают.

Наибольшие расхождения между значениями  $S$  и  $S_{\sigma, \nu}$  наблюдаются при  $l=0,8 \div 1,0$  и составляют около 30%. К моменту наибольшей фазы затмения ( $l=0,42$ ) несогласованность значений  $S$  и  $S_{\sigma, \nu}$  уменьшилась до 4%, а при малых фазах затмения этих различий вообще не наблюдается.

Рассмотрим, каким же образом должна изменяться прозрачность атмосферы, чтобы соблюдалось равенство значений  $S$  и  $S_{\sigma, \nu}$ . Для этого, подставив в формулу (10) вместо значений  $S_{\sigma, \nu}$ , значения  $S$  из табл. 2, определим прозрачность атмосферы  $P_l$  для разных моментов затмения (рис. 5). Как видно из рис. 5, при

солнечном затмении происходило довольно сложное изменение величин  $P_i$ . По мере уменьшения притока солнечной радиации прозрачность атмосферы также уменьшалась, вероятно, за счет роста размеров и количества частиц капельного аэрозоля, а также образования облачных слоев, плохо различимых визуально. К условиям, благоприятствовавшим увеличению замутненности атмосферы, можно отнести уменьшение температуры и рост относительной влажности воздуха (рис. 6). Увеличение прозрачности атмосферы при наибольших фазах затмения могло быть следствием возрастания доли более длинноволновой радиации при закрытии Луной центральной части солнечного диска.

Во время солнечного затмения изменения радиационного баланса подстилающей поверхности приближаются к колебаниям прямой радиации (см. рис. 3). Это свидетельствует о преобладающей роли эффективного излучения в формировании временного хода радиационного баланса. Если бы радиационный баланс следовал за изменениями суммарной радиации, то значения  $\eta_B$  были ближе

к значениям  $\eta_Q$  и  $\eta_D$ . Но проследить колебания эффективного излучения невозможно, так как наблюдения за температурой подстилающей поверхности не проводились. Измерялись лишь температура и влажность воздуха на трех уровнях (см. рис. 6).

Изменения температуры воздуха ( $t^\circ\text{C}$ ) на всех трех уровнях происходили почти одинаково. Например, на высоте 50 см сразу же после первого контакта началось похолодание (с температуры  $15,5^\circ\text{C}$ ). Минимум температуры ( $12,8^\circ\text{C}$ ) отмечен примерно через 5—6 мин после момента наибольшей фазы затмения, и это значение оказалось на  $2,5^\circ\text{C}$  ниже по сравнению с ожидаемым значением температуры  $t_0 = 15,3^\circ\text{C}$ . Подобный же результат был получен и ранее при наблюдениях в г. Феодосии во время солнечного затмения 1927 г. [3].

Поскольку, сопоставление абсолютных значений метеорологических величин неудобно из-за маскирующего влияния их суточного хода, рассмотрим изменения относительных значений  $\eta_t = t/t_0$  в зависимости от  $\eta_Q$  (рис. 7). Начиная с первого контакта, температура воздуха убывала примерно прямо пропорционально уменьшению суммарной радиации. С началом же увеличения радиации после момента максимальной фазы затмения возраста-

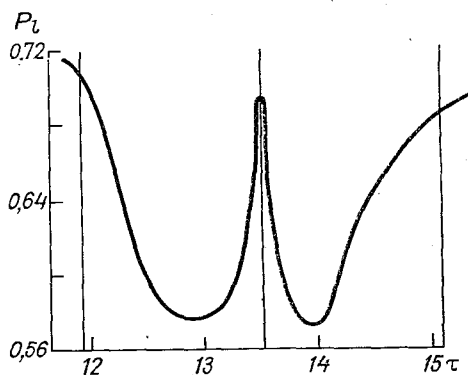


Рис. 5. Изменение прозрачности атмосферы  $P_i$  в Карадаге во время солнечного затмения 29 апреля 1976 г.

ния значений  $\eta_t$  почти не происходит, и лишь при  $\sigma > 0,6$ , когда открывается центральная часть солнечного диска, скорость возрастания температуры воздуха становится больше, чем скорость ее убывания в первой половине затмения. Однако и к концу затмения величины  $t$  оказались ниже ожидаемых значений  $t_0$  на  $0,7^\circ\text{C}$ . По данным рис. 7 температура атмосферы вблизи земной поверхности быстрее реагирует на охлаждение, чем на нагревание.

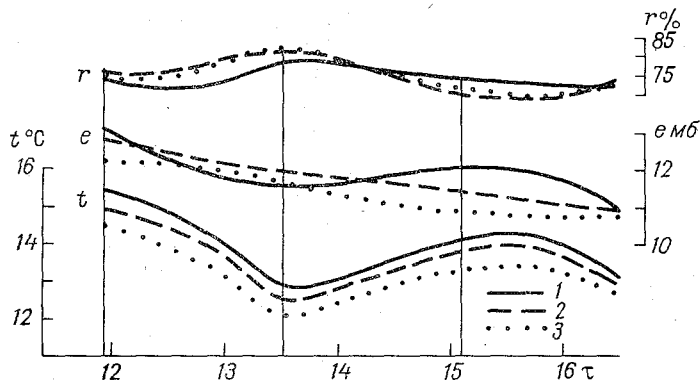


Рис. 6. Изменения температуры воздуха  $t$ , абсолютной влажности  $e$  и относительной влажности  $r$  воздуха во время частного солнечного затмения 29 апреля 1976 г. в Карадаге на высотах 50 (1), 153 (2) и 255 (3) см над поверхностью почвы.

Ход упругости водяного пара ( $e$  мб) уже не обнаруживает такой синхронности по высоте, как это наблюдалось у температуры воздуха. Наиболее простой ход величины  $e$  наблюдался на уровне 153 см: упругость водяного пара здесь равномерно уменьшалась от 12,7 мб при первом контакте до 10,9 мб в конце наблюдений (через 83 мин после окончания затмения). Складывается впечатление, что затмение не оказало никакого влияния на ход

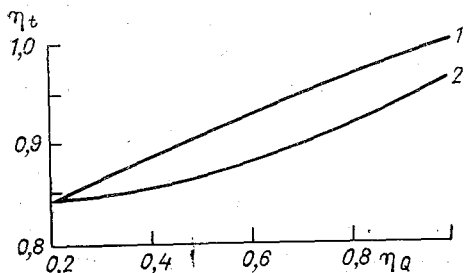


Рис. 7. Зависимость относительной температуры воздуха  $\eta_t$  от относительных значений суммарной радиации  $\eta_Q$  во время частного солнечного затмения 29 апреля 1976 г. в Карадаге.

1 и 2 — первая и вторая половины затмения.

упругости водяного пара на высоте 153 см. Не столь равномерное, но также непрерывное убывание значения  $e$  (от 12,2 до 10,8 мб) за время наблюдений, прослеживается и на уровне 255 см. На высоте же 50 см от подстилающей поверхности ход величины  $e$  напоминает колебания температуры воздуха.

Изменения относительной влажности ( $r$ ) характеризуются максимумом значений  $r$  в момент наибольшей фазы затмения и происходят примерно в противофазе с колебаниями значений  $e$  на уровне 50 см.

## Выводы

1. Во время солнечного затмения происходят резкие колебания актинометрических и метеорологических параметров. Поскольку из-за маскирующего влияния суточного хода сопоставлять те или иные измеряемые значения затруднительно, рассматриваются в основном относительные величины  $\eta_B = B/B_0$ ,  $\eta_S = S/S_0$ ,  $\eta_Q = Q/Q_0$ ,  $\eta_D = D/D_0$ ,  $\eta_t = t/t_0$ , где  $B$ ,  $S$ ,  $D$  и  $t$  — измеренные значения радиационного баланса, прямой, суммарной и рассеянной радиации и температуры воздуха. Индекс «0» относится к ожидаемым значениям тех же параметров.

2. В результате потемнения яркости солнечного диска от центра к краю в начале затмения сильнее ослабляется более длинноволновая радиация, а оставшийся более «голубой» поток радиации сильнее рассеивается в атмосфере, чем солнечный свет нормального спектрального состава. В результате этого уменьшение прямой радиации происходит более интенсивно, а убывание рассеянной радиации менее значительно, чем это имело бы место при равномерной светимости солнечного диска. Значения  $\eta_D$  всюду больше значений  $\eta_S$ . Когда же Луной закрывается центральная часть солнечного диска, в общем потоке радиации возрастает доля более длинноволновой радиации, рассеяние этого «более красного» света уменьшается, и скорость убывания  $\eta_S$  становится меньше скорости убывания  $\eta_D$ .

3. Изменения величин  $\eta_D$  и  $\eta_Q$  почти совпадают, что свидетельствует о преобладающей роли колебаний рассеянной радиации на суммарную по сравнению с прямой радиацией.

4. Близкое соответствие величин  $\eta_S$  и  $\eta_B$  говорит о преимущественном вкладе колебаний эффективного излучения на радиационный баланс.

5. Сравнение значений прямой солнечной радиации, измеренных актинометром и вычисленных теоретически, показывает, что в любой момент затмения  $S \leq S_{c,v}$  ( $S_{c,v}$  — величина прямой солнечной радиации, вычисленная с учетом эффекта потемнения к краю солнечного диска). Для согласования значений  $S$  и  $S_{c,v}$  следует предположить, что во время затмения происходит значительное уменьшение прозрачности атмосферы.

6. В результате уменьшения всех потоков радиации во время

затмения максимальная фаза которого составила 0,76, суточные суммы значений  $Q$ ,  $D$  и  $B$  оказались заниженными соответственно на 92,11 и 75 кал/см<sup>2</sup>.

7. Температура воздуха в слое 50—255 см быстрее реагирует на охлаждение, чем на нагревание, что проявляется в большей скорости убывания величины  $\eta_t$  в первой половине затмения по сравнению со скоростью возрастания  $\eta_t$  во второй половине затмения.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А б б о т Ч. Солнце. М.—Л., ОНТИ НКТП, 1936, 462 с.
2. Гу щ и н Г. П. Результаты актинометрических и озонметрических измерений во время полного солнечного затмения 30 мая 1965 г.—Труды ДВНИГМИ, 1970, вып. 30, с. 235—243.
3. Л о и д и с А. П. Солнечное затмение 29 июня.—Бюлл. погоды и состояния моря за 11—20 июля 1927 г. Феодосия, Изд. Гимецентра Черназморей, 1927, № 20, с. 14—21.
4. М а р т ы н о в Д. Я. Курс общей астрофизики. М., «Наука», 1965, 591 с.
5. Радиационные характеристики атмосферы и земной поверхности. Л., Гидрометеиздат, 1969, 564 с.
6. Руководство гидрометеорологическим станциям по актинометрическим наблюдениям. Л., Гидрометеиздат, 1957, 124 с.
7. С и в к о в С. И. Методы расчета характеристик солнечной радиации. Л., Гидрометеиздат, 1968, 232 с.

## К МЕТОДИКЕ ИЗМЕРЕНИЯ ОБЩЕГО СОДЕРЖАНИЯ АТМОСФЕРНОГО ОЗОНА НА МИРОВОЙ СЕТИ СТАНЦИЙ

### 1. Введение

На мировой сети озонметрических станций применяются две разновидности спектрофотометрического метода измерения общего содержания атмосферного озона (ОСО): квазимонохроматический [1] и интегральный [2]. Если квазимонохроматический метод измерения ОСО довольно широко известен, то интегральный метод измерения ОСО в силу ряда причин известен сравнительно мало. Учитывая, что около 45% станций мировой озонметрической сети (45 станций из 100 [12, 13]) используют интегральный метод измерения ОСО, следует считать, что правильное представление об этом методе позволит составить более объективное мнение о данных по ОСО, получаемых с этой сети.

С 1971 г. на озонметрической сети СССР для измерения ОСО интегральным методом стал применяться модернизированный прибор М-83 [3]. Основное отличие модернизированного прибора М-83 заключается в применении новых светофильтров. На рис. 1 показана спектральная чувствительность старого и модернизированного прибора М-83 в области двух первых светофильтров (1, 2). Как видно

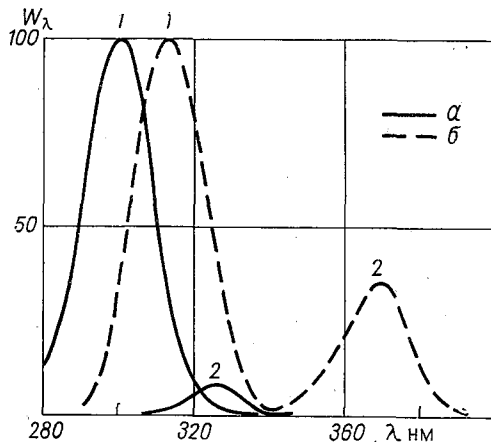


Рис. 1. Относительная спектральная чувствительность  $W_\lambda$  модернизированного (а) и старого (б) приборов М-83. 1 и 2 — участки спектров, выделяемые первым и вторым светофильтрами приборов.

из рис. 1, кривые спектральной чувствительности модернизированного прибора М-83 заметно сдвинулись в коротковолновую область спектра и сблизились между собой. Анализ погрешностей модернизированного прибора М-83, проведенный в работе [3], показал, что суммарная погрешность этого прибора стала значительно меньше, чем старого.

Наиболее ценные сведения о качестве данных, выдаваемых различными озонметрическими приборами, были получены при непосредственном сравнении показаний этих приборов, проведенном официальными комиссиями. Результаты пяти таких сравнений озонметрических приборов (помимо ряда сравнений в рабочем порядке) приведены в ряде работ [4—8].

## 2. Интегральный метод измерения ОСО

Интегральный метод, разработанный автором в 1958 г. [9, 10] для озонметрических приборов со стеклянными светофильтрами, выделяющими довольно широкие спектральные полосы, позволил применять для измерения ОСО более простые и менее дорогостоящие приборы [2], а также исключить недостаток метода Добсона [1], который не пригоден для приборов с широкими полосами пропускания вследствие эффекта Форбса [10], проявляющегося в изменении положения спектрального максимума эффективной чувствительности прибора при изменении высоты Солнца и ОСО.

В достаточно узком интервале спектра со средней длиной волны  $\lambda$  ( $280 < \lambda < 700$  нм) справедлива формула

$$I_{\lambda} = c W_{\lambda} I_{\lambda,0} \cdot 10^{-(\mu \cdot \Omega \alpha_{\lambda} + m \beta_{\lambda} + m_1 \delta_{\lambda})}, \quad (1)$$

где  $I_{\lambda}$  — отсчет по прибору,  $c$  — постоянная,  $W_{\lambda}$  — спектральная чувствительность прибора,  $I_{\lambda,0}$  — спектральная постоянная, характеризующая энергетическую освещенность на верхней границе атмосферы,  $\mu$ ,  $m$  и  $m_1$  — оптические массы озона, атмосферы и аэрозоля,  $\Omega$  — общее содержание озона,  $\alpha_{\lambda}$  — показатель поглощения озона,  $\beta_{\lambda}$  — показатель релеевского рассеяния,  $\delta_{\lambda}$  — показатель ослабления аэрозолем атмосферы.

Для прибора, выделяющего широкие полосы спектральной чувствительности, справедлива интегральная формула

$$I = c_1 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} W_{\lambda} I_{\lambda,0} \cdot 10^{-(\mu \cdot \Omega \alpha_{\lambda} + m \beta_{\lambda} + m_1 \delta_{\lambda})} d\lambda, \quad (2)$$

где  $I$  — отсчет по широкополосному прибору,  $c_1$  — постоянная,  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  — границы спектральной чувствительности прибора. Если измерения спектральной чувствительности в участках спектра, выделяемых двумя светофильтрами, производились при одной и той же установке (прибор имеет один, а не два оптических входа),



то постоянная  $c_1$  для обоих светофильтров будет одинаковая. Тогда отношение отсчетов по двум светофильтрам на основании (2) будет равно

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} W_{\lambda} I_{\lambda, 0} \cdot 10^{-(\mu \cos \alpha_{\lambda} + m \beta_{\lambda} + m_1 \delta_{\lambda})} d\lambda}{\int_{\lambda_3}^{\lambda_4} W_{\lambda} I_{\lambda, 0} \cdot 10^{-(\mu \cos \alpha_{\lambda} + m \beta_{\lambda} + m_1 \delta_{\lambda})} d\lambda}, \quad (3)$$

где  $\lambda_3$  и  $\lambda_4$  — границы спектральной чувствительности прибора в области спектра, выделяемой вторым светофильтром. В случае, если два интервала  $\lambda_1$ — $\lambda_2$  и  $\lambda_3$ — $\lambda_4$  близки по спектру друг к другу или частично перекрываются (как на рис. 1, кривая 1), то можно принять, что в этом интервале длин волн  $\delta_{\lambda} = \text{const}$  и, следовательно, в формуле (3) члены  $m_1 \delta_{\lambda}$  исчезают. Из формулы (3) следует, что отношение отсчетов  $I_1/I_2$  зависит от угловой высоты Солнца  $\theta$ , выраженной через  $\mu$ ,  $m$  и  $m_1$ , и от общего содержания озона  $O_3$ .

Для удобства наблюдателей по формуле (3) рассчитывается и вычерчивается озонная номограмма (рис. 2), которая, при дальнейшем использовании позволяет быстро определить ОСО по отношению двух отсчетов  $I_1/I_2$ , приведенных к температуре  $20^{\circ}\text{C}$  и угловой высоте  $\theta$  центра солнечного диска.

Одним из главных недостатков интегрального метода измерения ОСО (а также в несколько меньшей мере и квазимонохроматического) является допущение, что  $\delta_{\lambda} = \text{const}$  для данного момента наблюдений (в другой момент наблюдений величина  $\delta_{\lambda}$  может быть иной). В действительности величина  $\delta_{\lambda}$  изменяется с изменением длины волны. В старой модификации прибора М-83 (см. рис. 1) аэрозольная погрешность из-за указанного допущения в некоторых случаях достигала большой величины, в модернизированном приборе М-83 эта погрешность значительно уменьшилась [3]. Дополнительные расчеты показали, что можно еще уменьшить погрешность модернизированного прибора М-83, если сократить длинноволновый «хвост» спектральной чувствительности прибора в области первого светофильтра, т. е. добиться того, чтобы прибор в области первого светофильтра не чувствовал излучения с длиной волны больше 315 нм.

Существенное преимущество интегрального метода заключается в том, что при его применении не требуется рассчитывать эффективных длин волн (или эффективных значений  $\alpha_{\lambda}$  и  $\beta_{\lambda}$ ), выделяемых светофильтрами, как это применялось, например, в работе [11], что весьма затруднительно.

Кроме того, при применении интегрального метода измерения ОСО используется довольно широкий спектральный участок полосы поглощения озона, что уменьшает ошибки, связанные в квазимонохроматическом методе с нестабильностью длин волн, проходящих через щели прибора. Эти ошибки квазимонохроматического метода увеличиваются вследствие наличия весьма заметных

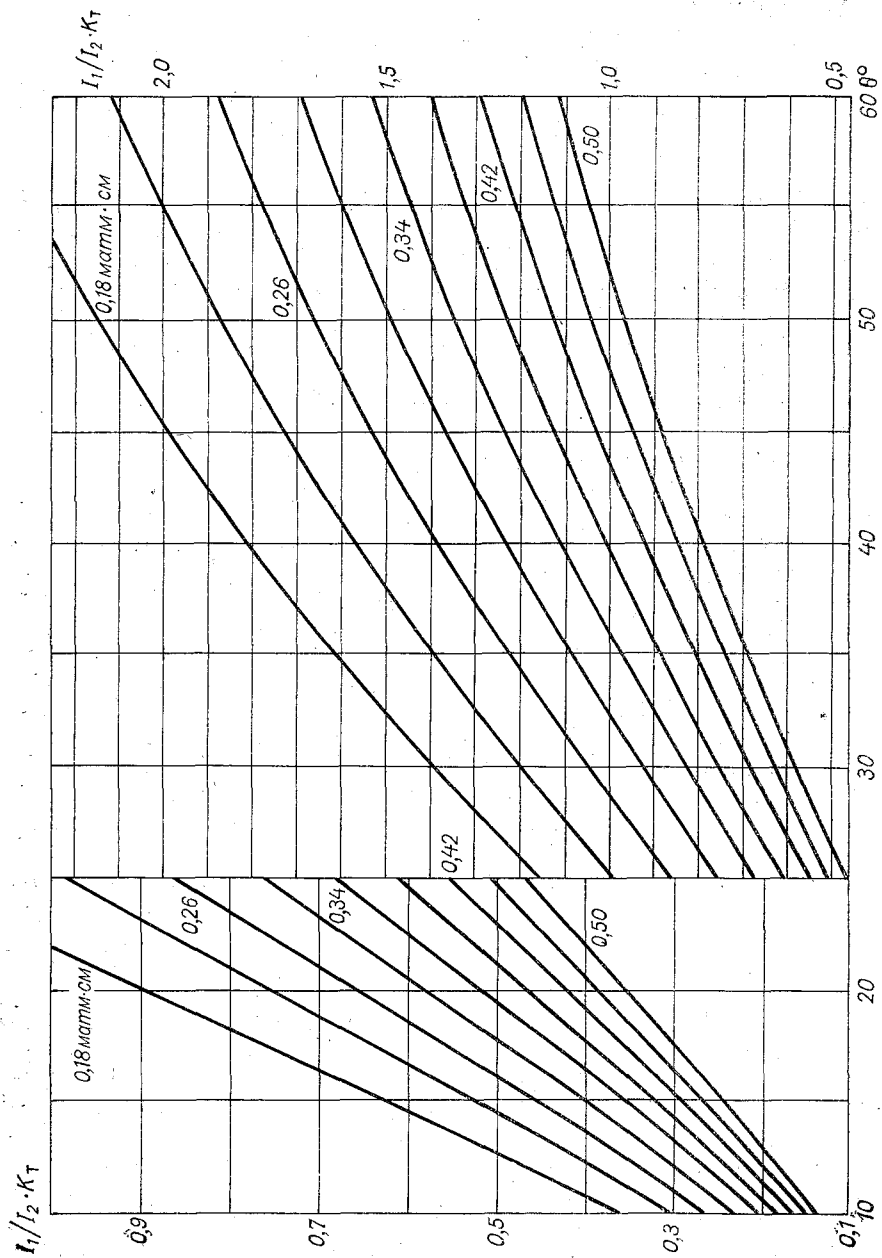


Рис. 2. Озонавая номограмма модернизированного прибора М-83 № 123.

скачков на кривой поглощения озона. Возможно также, что при использовании интегрального метода уменьшаются ошибки, связанные с колебаниями температуры стратосферы.

Другое важное преимущество интегрального метода заключается в том, что при его применении отпадает необходимость в определении внеатмосферных спектральных постоянных прибора, поскольку используется спектральная кривая распределения энергетической освещенности солнечного излучения вне атмосферы, измеренная ранее с помощью наземной, самолетной, ракетной и другой аппаратуры [17].

### 3. Методика градуировки приборов, измеряющих ОСО, на мировой сети

Автономная градуировка квазимонохроматического прибора, предназначенного для измерения ОСО (например, спектрофотометра Добсона), состоит из следующих основных операций [1]:

- 1) проверка и (при необходимости) установка по длинам волн щелей спектрофотометра;
- 2) градуировка оптического клина в разных длинах волн;
- 3) градуировка или поверка щкал плоскопараллельных пластинок по температуре;
- 4) определение внеатмосферных спектральных постоянных для разных длин волн;
- 5) определение контрольных параметров стандартной лампы;
- 6) уточнение параметров зенитной номограммы для расчета ОСО при измерениях по свету зенита неба;

Автономная градуировка интегрального прибора (например, М-83) включает в себя следующие операции [2]:

- 7) измерение относительной спектральной чувствительности прибора в области двух светофильтров (с одной установки прибора);
- 8) определение температурных поправок в области двух светофильтров;
- 9) определение параметров контрольной лампы для последующего контроля за работой прибора;
- 10) определение градуировочных коэффициентов для расчета ОСО, измеренного по свету зенита неба.

Из сравнения количества указанных операций видно, что градуировка интегрального прибора заметно проще, чем квазимонохроматического. Длительность градуировки квазимонохроматического прибора (в основном из-за п. 4) может составлять месяц и более и требует доставки прибора в особый пункт со стабильной и малооблачной атмосферой (например, в Мауна-Лоа, Гавайи).

Для автономной градуировки интегрального прибора не требуется определение внеатмосферных постоянных, поэтому она может быть сделана за значительно более короткий срок в любом

месте (например, за 1—2 дня) при условии наличия установки для измерения спектральной чувствительности прибора.

Привязка тех и других приборов к эталонному озонметрическому прибору (если таковая будет в наличии) потребует примерно одинаковое время для обоих типов приборов.

#### **4. Некоторые сведения о работе сети станций по измерению ОСО в СССР**

Регулярные измерения ОСО на сети станций СССР начались в 1957 г. [10]. На территории СССР в настоящее время регулярно работает 45 станций по измерению ОСО [13], довольно равномерно распределенных по территории СССР (17 станций на европейской части, 27 станций на азиатской и одна в Антарктиде). Сведения о подавляющем большинстве этих станций помещены в [12].

Помимо наземных, измерения ОСО систематически осуществляются на морях и океанах с научно-исследовательских судов [15, 16] и с самолетов [9, 10, 14]. В качестве эталонного озонметрического прибора используется спектрофотометр Добсона № 108, установленный под Ленинградом. Второй спектрофотометр Добсона № 9 установлен вблизи Феодосии (в Крыму). На остальных станциях установлены модернизированные приборы М-83 [2, 3].

Спектрофотометр Добсона № 108 после международных сравнений в Вельске в 1974 г. [8] привязан к спектрофотометру Добсона № 83 (США), который был принят на этих сравнениях за условный мировой эталон. В настоящее время большинство приборов на озонметрической сети СССР привязаны к спектрофотометру Добсона № 108, в показания которого введены поправки, связанные сравнениями в Вельске. В СССР начиная с 1957 г. ежегодно осуществляется привязка сетевых приборов М-83 к эталонному прибору. При этом каждый прибор М-83 один раз в два года по календарному плану оскомгидромета привязывается к эталонному озонметрическому прибору на научно-исследовательских базах Главной геофизической обсерватории им. А. И. Воейкова под Ленинградом или вблизи Феодосии. Там проводится обучение и стажировка сетевых наблюдателей ОСО. В период между привязками приборов М-83 контроль за их работой осуществляется на станциях с помощью привязываемых к каждому прибору контрольных устройств [2].

#### **5. Некоторые результаты официальных сравнений приборов, измеряющих ОСО**

Наиболее ценные сведения о качестве работы приборов, измеряющих ОСО, можно получить путем непосредственных сравнений их показаний. Точное определение погрешностей озонмет-

рических приборов расчетным методом невозможно из-за неопределенности аэрозольной погрешности и погрешности внеатмосферной спектральной постоянной. Обе эти погрешности прямо или косвенно связаны с переменными условиями оптической погоды, а последняя из них — возможно с некоторой нестабильностью солнечного излучения в области 300—350 нм.

Характеристику результатов официальных сравнений по данным различных приборов, измеряющих ОСО, можно получить по сведениям, приведенным в табл. 1.

Отклонения средних за день значений ОСО от данных по условному эталону рассчитывались для каждого дня сравнений по формуле

$$\eta = \frac{\bar{Q} - \bar{Q}_э}{\bar{Q}_э} \cdot 100, \quad (4)$$

где  $\bar{Q}$  — среднее за день значение ОСО по прибору,  $\bar{Q}_э$  — среднее за тот же день значение ОСО по условному эталону (значения ОСО здесь приведены без поправок). Затем выбирались наибольшее и наименьшее значения  $\eta$  за все дни сравнений и указывались в табл. 1.

Как видно из данных табл. 1, пределы отклонений  $\eta$  у старых приборов М-83 заметно больше, чем у спектрофотометров Добсона. У модернизированных приборов М-83 (№ 61 и 58) пределы  $\eta$  не превышают таковые и у спектрофотометров Добсона. Если исключить из рассмотрения спектрофотометр Добсона № 9, работающий на паре длин волн С, то за все время сравнений значения  $\eta$  для спектрофотометров Добсона колебались в пределах от 3,7 до —7,5%. Соответствующие значения  $\eta$  для модернизированных приборов М-83 (но для меньшего числа приборов) были равны 1,5 и —3,8%.

Значения отклонений  $\eta$  для отдельных синхронных отсчетов были больше, чем для средних за день. Отклонения синхронных отсчетов ОСО характеризует рис. 3, построенный по данным, приведенным в работе [8] до введения поправок (поправки в расчетные таблицы спектрофотометров Добсона были введены по результатам самих сравнений с целью их взаимной привязки). Как видно из рис. 3, пределы отклонений  $\eta$  для синхронных отсчетов за рассматриваемый день были равны +6% и —9%, разовые значения ОСО, измеренные модернизированным прибором М-83 № 58 (кривая 2), лежат в пределах колебаний ОСО, измеренных различными спектрофотометрами Добсона. На рис. 3 хорошо заметен ложный суточный ход ОСО, который показали некоторые спектрофотометры Добсона (№ 64, 84, 101), обусловленный, по-видимому, неверными значениями внеатмосферных спектральных постоянных, выбранных для этих приборов.

Значительный интерес представляют результаты длительных сравнений озонметрических приборов. В 1971—1974 гг. в Воей-

Сведения об основных результатах официальных сравнений спектрофотометров Добсона и приборов М-83 (прямой солнечный свет: до введения поправок по результатам сравнений; без аэрозольной поправки в приборах М-83)

Дата	Место	Прибор		Отклонения средних дневных значений ОСО от данных по эталону %		Источник
		для сравнений	условный эталон	от	до	
2, 4, 5, 7/VI 1959 г.	Ленинград (СССР)	Добсона № 9 (СССР)	Добсона № 9, пара С	+5,6	-8,5	[4]
13, 18, 19/XII 1963 г.	Ташкент (СССР)	Добсона № 71 (ГДР), М-83 № 10, № 11	Добсона № 71, пара AD	+2,2 -1,6	-17,3 (№ 10) -20,9 (№ 11)	[5]
12, 13, 15/V 1969 г.	Шиофок (Венг- рия)	Добсона № 84 (ПНР) " № 64 (ГДР) " № 71 (ГДР) " № 110 (ВНР) " № 74 (ЧССР)	Добсона № 84, пара AD	+0,6 +14,2 +12,9 +2,2	-3,4 (№ 64) +8,6 (№ 71) +6,2 (№ 110) +0,6 (№ 74)	[7]
		М-83 № 22 (ВНР)		+14,8	-11,7 (№ 22)	
		М-83 № 45 (СФРЮ)		+19,4	-9,6 (№ 45)	
		М-83 № 51 (СРР)		+20,0	-6,9 (№ 51)	
		М-83 № 60 (СССР)		+10,5	-6,6 (№ 60)	

24, 25, 26, 29, 30, 31 мая, 2, 3, 5, 6, 8, 9 июня 1969 г.	Ленинград (СССР)	Добсона № 108 (СССР) " № 9 (СССР) М-83 № 24 (СССР) М-83 № 61 модерн. СССР	сф. Добсона № 108, пара AD	+11,0 +4,1 +1,5 +9,9	-10,0 (№ 9) -14,5 (№ 24) -3,8 (№ 61 модерн.) +1,0 (№ 10)	[6]
26, 27, 28, 29 июня, 1, 3 ию- ля 1974 г.	Бельск (Польша)	Самолетный озонометр № 10 (СССР) Добсона № 41 (Великобрита- ния) Добсона № 64 (ГДР) " № 77 (Канада) " № 83 (США) " № 84 (ПНР) " № 96 (АРЕ) " № 101 (Швейцария) " № 108 (СССР) " № 110 (ВНР) " № 112 (Индия) М-83 № 58 модерн. (СССР)	Добсона № 83, пара AD	-1,0 -2,7 +3,7 -5,0 0,0 -1,6 -2,9 -5,8 +2,8 +0,8	-3,3 (№ 41) -4,7 (№ 64) -1,9 (№ 77) -7,5 (№ 84) -1,4 (№ 96) -3,3 (№ 101) -4,6 (№ 108) -6,4 (№ 110) +0,8 (№ 112) -2,6 (№ 58)	[8] <sup>1</sup>

<sup>1</sup> В публикации [8] на рис. 4 допущена опечатка. Данные по прибору М-83 № 58 модерн. за 28 июня 1974 г. ошибочно отнесены к 26 июня 1974 г. В настоящей таблице эта ошибка исправлена.

2. Официальные сравнения различных озонметрических приборов показали, что данные ОСО по модернизированным приборам М-83, которые сейчас используются в СССР, достаточно близки к данным по спектрофотометрам Добсона, т. е., что эти приборы сравнимы между собой.

3. Для уменьшения погрешности сетевых спектрофотометров Добсона целесообразно наладить их регулярные сравнения между собой и с другими приборами подобно тому, как это делается на озонметрической сети СССР с приборами М-83.

4. Представляется целесообразным создание эталонного прибора для измерения ОСО с целью привязки к нему всех приборов мировой озонметрической сети.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Dobson G. M. V. Observers' Handbook for the ozone spectrophotometer. P. 1, Ann. IGY, 1957, vol. 5, p. 46—114.
2. Гуцин Г. П. Методические указания по производству и обработке наблюдений за общим содержанием атмосферного озона. Л., Гидрометеоздат, 1961, 43 с.; 2-е изд. 1970, 66 с.
3. Гуцин Г. П., Ромащук К. И., Шаламянский А. М. Опыт измерения общего содержания озона модернизированным озонметром М-83 в Воейково в 1971—1974 гг.—Труды ГГО, 1976, вып. 357, с. 106—120.
4. Знаменский А. А. Результаты сравнения различных озонметрических приборов, проведенного в Главной геофизической обсерватории им. А. И. Воейкова.—В кн.: Атмосферный озон. М., Изд-во МГУ, 1961, с. 187—194.
5. Гуцин Г. П. Международные сравнения озонметрических приборов СССР и ГДР в Ташкенте.—Труды ГГО, 1966, вып. 184, с. 35—40.
6. Бессонов Н. П., Бритаев А. С., Гуцин Г. П., Ощерович А. Л., Хргиан А. Х. О результатах сравнения озонметрических приборов в Воейково в 1969 г.—Метеорология и гидрология, 1971, № 7, с. 97—102.
7. Гуцин Г. П. Международные сравнения озонметрических приборов в Шиофок (Венгрия).—Труды ГГО, 1972, вып. 279, с. 128—137.
8. Dziejulska-Losiowa A., Walshaw S. D. The International comparison of ozone spectrophotometers at Belsk, 24 June—6 July 1974.—Mat. i Prace Instytutu Geofiz., Warszawa, 1975, vol 89, p. 3—59.
9. Гуцин Г. П. Измерение озона с самолета.—Труды ГГО, 1959, вып. 93, с. 60—69.
10. Гуцин Г. П. Исследование атмосферного озона. Л., Гидрометеоздат, 1963, 267 с.
11. Kobayashi J., Kuzuka M., Muramatsu H. On various methods of measuring the vertical distribution of atmospheric ozone (I).—Pap. Met. and Geophys., 1966, vol. 17, № 2, p. 76—96.
12. Ozone data for the World.—In: Catalogue of ozone stations and catalogue of ozone data for 1971—1974. Downsiew, Ontario, № 9, p. 81.
13. Гуцин Г. П., Осечкин В. В., Солонин С. В. Результаты исследований атмосферного озона и его влияние на эксплуатацию сверхзвукового транспорта.—Труды ГГО, 1972, вып. 279, с. 128—137.
14. Шаламянский А. М., Иванова Г. Ф. Некоторые результаты измерений общего содержания атмосферного озона во время научно-исследовательских полетов 1960—1970 гг.—Труды ГГО, 1973, вып. 312, с. 142—149.
15. Тимофеев Н. А. Некоторые результаты озонметрических наблюдений в четвертом рейсе исследовательского судна «Ю. М. Шокальский».—Труды ДВНИГМИ, 1964, вып. 16, с. 56—66.



16. Гущин Г. К. Основные особенности в распределении общего содержания атмосферного озона над акваториями океанов.—Труды ГГО, 1976, вып. 357, с. 83—105.

17. Такаэкара М. П., Драммонд А. Д. Новые стандартные величины солнечной постоянной и ее спектральное распределение.—В кн.: Прецизионные радиационные измерения в метеорологии. Пер. с англ. Л., Гидрометеиздат, 1972, с. 215—230.

*Г. П. Гуцин*

## О ТЕОРИИ ГОДИЧНЫХ И ШИРОТНЫХ КОЛЕБАНИЙ АТМОСФЕРНОГО ОЗОНА

### Введение

В результате многолетних наблюдений за атмосферным озоном выяснено, что существуют устойчивые сезонные колебания средних значений озона на всех широтах, кроме тропических, с максимумом весной и минимумом осенью [1—4, 6]. При этом средние значения озона обычно увеличиваются с ростом широты. Известно также, что указанные сезонные и широтные колебания озона происходят в слое атмосферы 0—30 км. Колебания озона в слое атмосферы выше примерно 30 км определяются в основном фотохимическими реакциями. Они имеют другой характер и значительно меньше влияют на сезонные колебания общего содержания озона.

Сезонные и широтные колебания следует считать основным феноменом озонного слоя, и любая физическая модель атмосферного озона должна их получить в конечном результате. Существенным для модели озонного слоя являются ее физическая простота и минимальность подгоночных параметров, использованных при построении такой модели. Эти обстоятельства проявляются в случае учета главных физических факторов, обуславливающих средние сезонные колебания атмосферного озона.

Правильно учесть все физические факторы, определяющие сезонные колебания атмосферного озона в настоящее время, очевидно, невозможно, хотя бы потому, что сейчас не существует общепринятой модели динамики и фотохимии атмосферы.

При построении модели озонного слоя автор придерживался принципа использования главных физических факторов и сосредоточил свое внимание на сезонных и широтных колебаниях атмосферного озона.

Рядом исследователей [5—11] были предложены различные модели озонного слоя атмосферы. За исключением моделей озон-

ного слоя, разработанных автором [6, 7], во всех других моделях сезонный ход озона вызывался искусственно созданной меридиональной циркуляцией атмосферы, заметно отличающейся от опубликованных схем, в частности от известной схемы циркуляции Мергатройда и Сингльтона [12]. В турбулентно-фотохимических моделях автора [6, 7] сезонный ход озона обуславливался действием двух главных факторов: турбулентностью в вертикальном

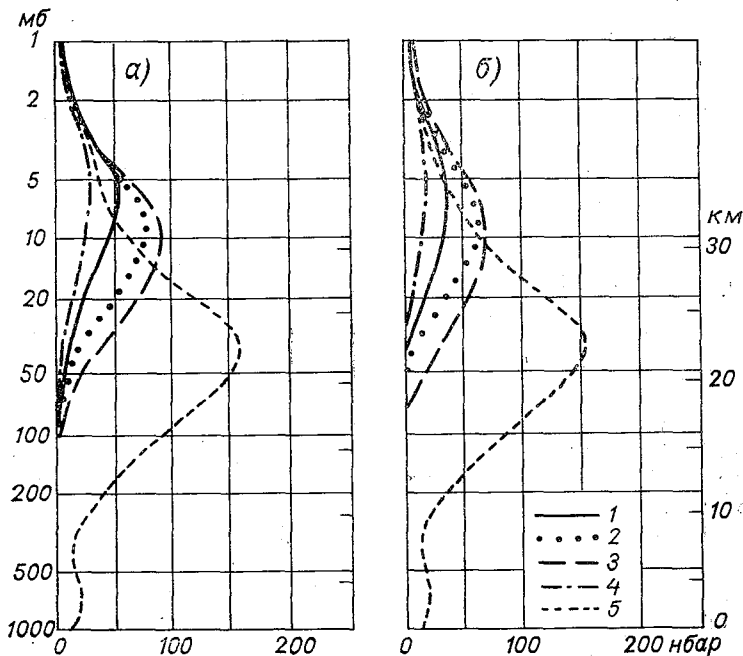


Рис. 1. Вертикальное распределение атмосферного озона в зимний период на  $45^\circ$  с. ш. для двух различных значений (а и б) радиации.

1 — теоретическое по Хесстведту [8] (вариант I), 2 — то же (вариант II), 3 — по классической фотохимической теории, 4 — теоретическое по Ханту [14], 5 — по данным наблюдений.

направлении и фотохимическими реакциями. Ниже приводится улучшенная с математической точки зрения одномерная турбулентно-фотохимическая модель озонного слоя, в которой для объяснения сезонного и широтного хода озона не требуется привлечения меридиональной циркуляции.

Рассмотрим основные допущения для построения модели озонного слоя.

1. Предполагается, что в атмосфере для средних условий (за период порядка месяца) можно пренебречь меридиональной циркуляцией, упорядоченными вертикальными движениями и турбу-

лентным переносом озона в меридиональном направлении. При этом зональная циркуляция существует.

2. В атмосфере ниже 30 км стационарные или фотохимически равновесные значения парциального давления (или плотности) озона везде меньше действительно наблюдаемых значений парциального давления озона. Указанное обстоятельство достаточно хорошо иллюстрируется рис. 1, взятом из работы Дютюа [13]. Как видно из данных рис. 1, рассчитанные парциальные давления озона (кривые 1 и 4) на высотах ниже 30 км в зимний период меньше наблюдаемых значений парциального давления (кривая 5). Такое же соотношение парциальных давлений озона наблюдается в летний период [13].

На уровне около 30 км и выше в атмосфере постоянно поддерживается фотохимически равновесное парциальное давление озона.

3. Предполагается, что средний за месяц коэффициент турбулентности в вертикальном направлении  $K_z$  в слое атмосферы 0—30 км постоянен и не зависит от высоты  $z$ .

4. Предполагается, что среднее за месяц значение суммарной солнечной радиации  $Q(t, \varphi)$  в слое атмосферы 0—30 км не зависит от высоты над уровнем моря, но изменяется с широтой  $\varphi$  и временем  $t$  в соответствии с данными наземных наблюдений.

5. В слое атмосферы 0—30 км на основании п. 2 происходит фотохимическое разрушение озона, при этом его плотность убывает пропорционально имеющейся плотности озона  $\rho(z, \varphi)$  и значению суммарной солнечной радиации  $Q(t, \varphi)$ .

На основании принятых допущений рассмотрим построение модели озонового слоя атмосферы.

а) Модель вертикального распределения озона в атмосфере описывается уравнением [5—7]

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{r}_3}{\partial t} = & -\mathbf{V}_\nabla \bar{r}_3 + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \left( \rho K_x \frac{\partial \bar{r}_3}{\partial x} \right) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} \left( \rho K_y \frac{\partial \bar{r}_3}{\partial y} \right) + \\ & + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left( \rho K_z \frac{\partial \bar{r}_3}{\partial z} \right) + \frac{\partial \bar{r}_3}{\partial t} (\Phi x), \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\bar{r}_3$  — средняя массовая концентрация озона (величина, очень близка к отношению смеси озон/воздух);  $\mathbf{V}$  — вектор средней скорости ветра;  $\nabla$  — оператор;  $\rho$  — плотность воздуха;  $K_x, K_y, K_z$  — коэффициенты турбулентности вдоль осей  $x, y, z$ ;  $\frac{\partial \bar{r}_3}{\partial t} (\Phi x)$  — средняя скорость изменения массовой концентрации озона в результате действия фотохимических реакций.

На основании п. 5 и известного соотношения  $\bar{r}_3 = \frac{\bar{p}_3}{\rho}$  последний член уравнения (1) будет равен

$$\frac{\partial \bar{r}_3}{\partial t} (\Phi x) = -b \bar{r}_3(t, z, \varphi) Q(t, \varphi), \quad (2)$$

где  $b$  — коэффициент пропорциональности.

Учитывая пп. 1, 3, 4 из (1) и (2), получим (опуская знак осреднения и обозначения координат  $t, z, \varphi$ )

$$\frac{\partial r_3}{\partial t} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left( \rho K \frac{\partial r_3}{\partial z} \right) - br_3 Q. \quad (3)$$

Полагая, что плотность воздуха с высотой изменяется по известному закону

$$\rho = \rho_0 e^{-\frac{z}{H}}, \quad (4)$$

где  $\rho_0$  — плотность воздуха на уровне моря,  $H$  — высота однородной атмосферы ( $H=7996$  м), получим, что

$$\frac{\partial \rho}{\partial z} = -\frac{\rho}{H}. \quad (5)$$

Поскольку

$$\frac{\partial}{\partial z} \left( \rho K \frac{\partial r_3}{\partial z} \right) = K \left( \frac{\partial \rho}{\partial z} \frac{\partial r_3}{\partial z} + \rho \frac{\partial^2 r_3}{\partial z^2} \right)$$

и принимая во внимание (5), из уравнения (3) будем иметь для стационарных условий  $\left( \frac{\partial r}{\partial t} = 0 \right)$  следующее уравнение:

$$\frac{\partial^2 r_3}{\partial z^2} + p \frac{\partial r_3}{\partial z} + qr_3 = 0, \quad (6)$$

где постоянные коэффициенты

$$p = -\frac{1}{H}, \quad (7)$$

$$q = -b \frac{Q}{K}. \quad (8)$$

Общее решение линейного дифференциального уравнения второго порядка имеет следующий вид:

$$r_3 = c_1 e^{g_1 z} + c_2 e^{g_2 z}, \quad (9)$$

где

$$g_1 = -\frac{p}{2} + \sqrt{\left(\frac{p}{2}\right)^2 - q}, \quad (10)$$

$$g_2 = -\frac{p}{2} - \sqrt{\left(\frac{p}{2}\right)^2 - q}, \quad (11)$$

и  $g_1 > 0$ , а  $g_2 < 0$ .

Решение уравнения (6) при краевых условиях  $z=0$  км;  $r_3=0$ ,  $z=h_1$  км и  $r_3=r_{3, h_1}$  будет следующим:

$$r_3 = r_{3, h_1} \frac{e^{g_1 z} - e^{g_2 z}}{e^{g_1 h_1} - e^{g_2 h_1}}. \quad (12)$$

Выражение (12) удобно для расчета и анализа величины  $r_3$ .

Представляет интерес расчет по формуле (12) величины  $r_3$  на разных высотах  $z$  в зависимости от параметра  $q$ , представленной формулой (8). При этом для удобства сравнений с данными наблюдений величина  $r_3$  была пересчитана в величину парциального давления озона  $p_3$  по формуле

$$p_3 = 0,603pr_3,$$

где  $p$  — давление воздуха на высоте  $z$ .

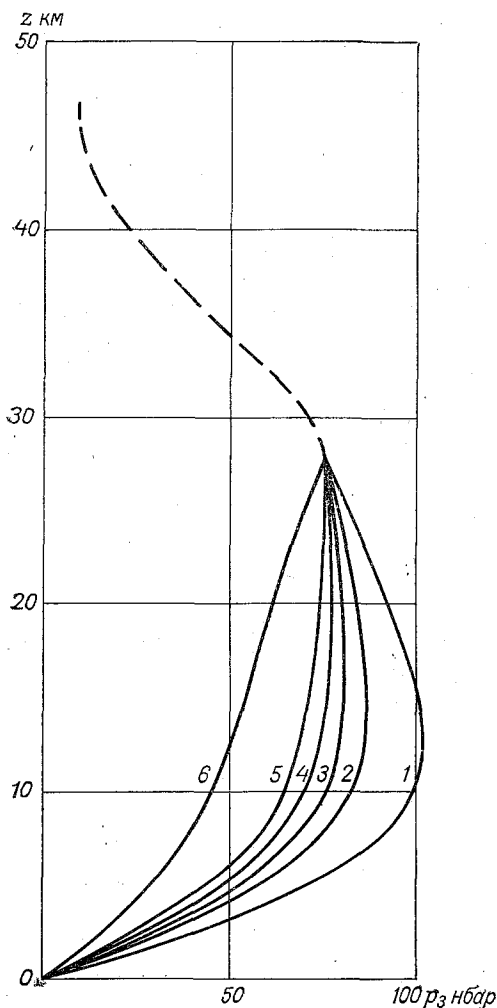


Рис. 2. Вертикальное распределение атмосферного озона по турбулентно-фотохимической модели.

- 1)  $q=0,0000$ , 2)  $q=-0,0020$ , 3)  $q=-0,0030$ , 4)  $q=-0,0040$ , 5)  $q=-0,0050$ , 6)  $q=-0,0100$ .

Для расчетов были использованы значения  $h_1 = 28$  км и  $r_3 = 8,0 \cdot 10^{-6}$ , что характерно для низкоширотных или осенних условий. Результаты расчета величины  $p_3$  представлены на рис. 2. Выше 28 км кривая парциального давления озона на рис. 2 проведена в соответствии с расчетом по классическому варианту фотохимической теории [15].

Из данных рис. 2 следует, что максимум парциального давления озона отмечается на высотах 12—28 км, причем высота положения максимума растет с ростом абсолютного значения  $q$ . Стационарное общее содержание озона тем меньше, чем больше абсолютное значение параметра  $q$ , т. е. чем больше среднее значение суммарной радиации  $Q$  или чем меньше среднее значение коэффициента турбулентности  $K_z$ . Указанные особенности изменений озона соответствуют его широтному распределению, фактически наблюдаемому [3, 4, 6]. Некоторые отличия кривых рис. 2 от наблюдаемых кривых вертикального распре-

ления озона можно объяснить теми упрощениями, которые были допущены при расчете. В частности, на ход кривых в тропосфере влияет отсутствие как учета в данном расчете изменений коэффициента турбулентности с высотой, так и «отражения» некоторого количества озона от поверхности земли (неполного разрушения озона на поверхности земли).

б) Модель общего содержания озона в атмосфере строится на основе тех же физических допущений (пп. 1—5), что и модель вертикального распределения озона. При этом характер вертикального распределения озона в слое 0—30 км не учитывается.

Предполагается, что в слое 0—30 км происходят два противоположных процесса: турбулентный приток озона из вышележащих слоев атмосферы через верхнюю границу слоя и фотохимическое разрушение озона в соответствии с п. 5.

Вертикальный турбулентный поток озона сверху вниз на высоте  $z$  равен

$$F_z = \rho_z K_z \frac{\partial r_3}{\partial z}, \quad (13)$$

где  $\frac{\partial r_3}{\partial z}$  — вертикальный градиент массовой озонной концентрации. Для простоты расчета в дальнейшем принимается, что  $F_z$  постоянная величина.

Скорость фотохимического разрушения озона в слое 0— $z$  км в момент времени  $t$  на широте  $\varphi$  равна

$$p(t, \varphi) = c \Omega(t, \varphi) Q(t, \varphi), \quad (14)$$

где  $\Omega(t, \varphi)$  — общее содержание озона в слое 0— $z$  км в момент времени  $t$  на широте  $\varphi$ ,  $c$  — коэффициент пропорциональности.

Уравнение баланса общего содержания озона в момент времени  $t$  на широте  $\varphi$  на основании (13) и (14) будет иметь вид

$$\Omega(t, \varphi) = \Omega_{0, \varphi} + \int_0^t F_z dt - \int_0^t p(t, \varphi) dt, \quad (15)$$

где начальное значение озона на широте  $\varphi$

$$\Omega_{0, \varphi} = \Omega_{0, \varphi, \text{сл}} + \Omega_{\text{в}} \quad (16)$$

состоит из  $\Omega_{0, \varphi, \text{сл}}$  — начального общего содержания озона в слое 0— $z$  на широте  $\varphi$  и  $\Omega_{\text{в}}$  — общего содержания озона выше уровня  $z$ , принимаемого за постоянную величину.

Дифференцируя (15) по времени  $t$  будем иметь

$$\Omega'(t, \varphi) = F_z - c \Omega(t, \varphi) Q(t, \varphi). \quad (17)$$

Решение линейного дифференциального уравнения (17) при начальных условиях  $t=0$ ,  $\Omega(t, \varphi) = \Omega_{0, \varphi}$  имеет следующий вид:

$$\Omega(t, \varphi) = e^{-\int_0^t c Q(t, \varphi) dt} \left[ \int_0^t F_z e^{\int_0^t c Q(t, \varphi)} dt + \Omega_{0, \varphi} \right]. \quad (18)$$

Для расчета средних месячных значений общего содержания озона  $\Omega(t, \varphi)$  по формуле (18) были найдены значения величин  $\Omega_{0, \varphi}$ ,  $F_z$ ,  $Q(t, \varphi)$  и  $c$ .

Значения  $\Omega_{0, \varphi}$  определялись по данным наблюдений как средние за январь для разных широт  $\varphi$ :

$\varphi^\circ$ . . . . .	0	10	20	30	40	50	60	70	80
$\Omega_{0, \varphi}^{-3}$ атм·см . . . . .	210	225	250	285	305	340	375	375	355

Значения  $F_z$  рассчитывались по формуле (13) для средних условий ( $z=30$  км):  $\rho_z=1,9 \cdot 10^7$  мкг·м<sup>-3</sup>,  $K_z=10$  м<sup>2</sup>·сек<sup>-1</sup>,  $\frac{\partial r_z}{\partial z} = 1,1 \cdot 10^{-9}$  м<sup>-1</sup>. Принятое значение  $K_z$  на высоте 30 км близко к указанной в публикации [16], в которой она была получена на основании измерения концентрации метана. В результате расчета было получено  $F_z=0,20$  мкг О<sub>3</sub>·с·м<sup>-2</sup>=0,025 атм·см·мес<sup>-1</sup>.

Значения  $Q(t, \varphi)$  для разных месяцев и широтных поясов (через 10°) были взяты из таблицы значений суммарной солнечной радиации при безоблачном небе, опубликованной в работе [17].

Оценка значения  $c$  была получена из формулы (15). Полагая в (15)  $t=12$  мес. и учитывая, что в этом случае  $\Omega(t, \varphi) = \Omega_{0, \varphi}$ , из (15) и (14) получим

$$c = \frac{\int_0^{12} F_z dt}{\int_0^{12} \Omega(t, \varphi) Q(t, \varphi) dt}. \quad (19)$$

Значение  $c$  из формулы (19) затем контролировалось на основе совпадения значений  $\Omega_{0, \varphi}$  со значениями  $\Omega(12, \varphi)$ , полученными из формулы (18). В результате расчетов были получены следующие значения постоянной  $c$  по формуле (18) на разных широтах  $\varphi$  для слоя 0—30 км:

$\varphi^\circ$ . . . . .	0	10	20	30	40	50	60	70	80
$c \cdot 10^{-6}$ . . . . .	182	177	165	154	158	164	172	177	174
$\frac{c-\bar{c}}{\bar{c}} \cdot 100$ . . . . .	7,7	4,7	-2,4	-8,9	-6,5	-3,0	1,8	4,7	3,1

Как видно из приведенных данных, значения  $c$  на разных широтах колеблются в сравнительно небольших пределах  $\pm 8\%$ .



На основе использования указанных значений  $\Omega_0, \varphi, F_z, Q(t, \varphi)$ ,  $c$  по формуле (18) были рассчитаны средние месячные значения общего содержания озона на разных широтах  $\Omega(t, \varphi)$  (рис. 3).

Как видно из данных рис. 3, на всех широтах, за исключением тропических, отмечается характерный сезонный ход озона с максимумом весной и минимумом осенью. Амплитуда колебаний общего содержания озона уменьшается с уменьшением широты. Обе

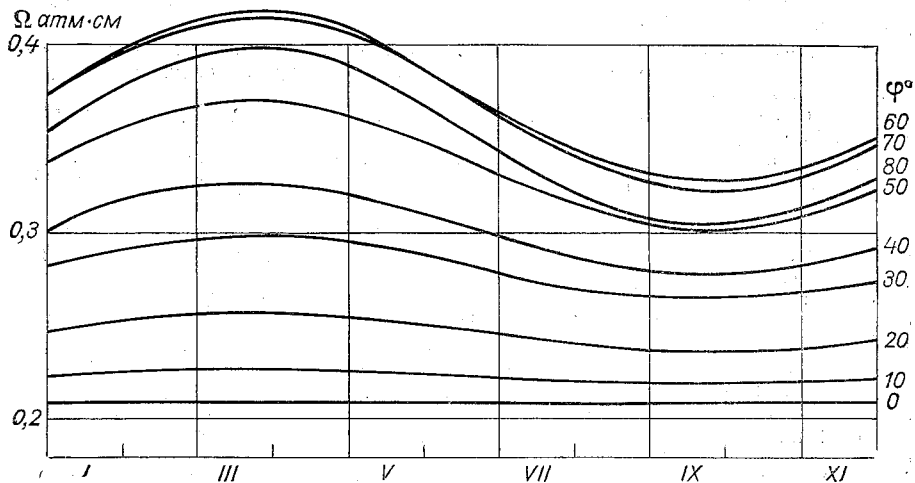


Рис. 3. Годовые колебания общего содержания атмосферного озона на разных широтах  $\varphi$  по турбулентно-фотохимической модели.

эти особенности сезонных колебаний общего содержания атмосферного озона, как и сами величины, достаточно хорошо согласуются с данными наблюдений.

### Выводы

1. Средние сезонные колебания и среднее широтное распределение атмосферного озона можно объяснить не привлекая меридиональной циркуляции атмосферы.

2. Средние сезонные колебания и среднее широтное распределение атмосферного озона объясняется в рамках предложенной модели сезонными колебаниями солнечной радиации, обусловленными орбитальным движением Земли.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Dobson G. M. B., Harrison D. M., Lawrence J. Measurements of the amount of ozone in the earth's atmosphere and its relation to other geophysical conditions. Pt. 1.—«Proc. Roy. Soc.» Ser. A. 1926, vol. 110, № 756, p. 660—692; Pt. 2—ibid. 1927, vol. 114, № 768, p. 521—541; Pt. 3—ibid. 1928, vol. 122, № 790, p. 456—486; Pt. 4—ibid. 1930, vol. 129, № 811, p. 411—433.

- 2 Götze F. W. P. Ozone in the atmosphere—In: Compendium of Meteorology. Boston, 1951, p. 275—291.
3. Гущин Г. П. Исследование атмосферного озона. Л., Гидрометеоздат, 1963, 267 с.
4. Хргиан А. X. Физика атмосферного озона. Л., Гидрометеоздат, 1973, 291 с.
5. Prabhakara C. Effects on non-photochemical processes on the meridional distribution and total amount of ozone in the atmosphere.— Mon. Wea Rev., 1963, vol. 91, № 9, p. 411—431.
6. Гущин Г. П. Озон и аэросиноптические условия в атмосфере. Л., Гидрометеоздат, 1964, 341 с.
7. Гущин Г. П. О причинах быстрых изменений температуры арктической стратосферы в зимний период.— В кн.: Атмосферный озон. Л., Гидрометеоздат, 1965, с. 5—25.
8. Hesstvedt E. On the photochemistry of ozone in ozone layer.— Geofys. Publ. 1968, vol 127, № 5, p. 1—16.
9. Gebhart R. Photochemical advective and turbulent effects on the meridional distribution of ozone.— Arch. Met. Geophys., Bioklim., 1968, A. 17, H. 4, S. 301—335.
10. Бекаронов В. И. О расчете влияния замкнутой воздушной циркуляции на равновесное распределение озона.— Геомагн. и аэрономия, 1965, т. 5, № 3, с. 465—470.
11. Jessen W., Fabian P. Stratospheric ozone calculations in a two-dimensional model including photochemical and transport effects.— Zeitschr. für Geophysik, 1973, Bd 39, S. 1023—1042.
12. Murgatroyd R. J., Singleton F. Possible meridional circulations in the stratosphere and mesosphere.— Quart. J. Roy. Met. Soc., 1961, vol. 87, № 372, p. 125—135.
13. Düttsch H. U. Photochemistry of atmospheric ozone.— Advances in Geophys., 1971, vol 15, p. 219—322.
14. Hunt B. G. Photochemistry of ozone in a moist atmosphere.— J. Geophys. Res., 1966, vol 71, p. 1385—1399.
15. Гущин Г. П. Фотохимическая теория атмосферного озона.— Труды ГГО, 1972, вып. 279, с. 94—127.
16. Wofsy S. C., Mc Elroy M. B. On vertical mixing in the upper stratosphere and lower mesosphere.— J. Geophys. Res., 1973, vol. 78, p. 2619—2624.
17. Берлянд Т. Г. Распределение солнечной радиации на континентах. Л., Гидрометеоздат, 1961, 227 с.

*С. И. Зачек, Е. П. Барашкова*

## УСОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ СИСТЕМЫ НАЗЕМНЫХ АКТИНОМЕТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ В СВЯЗИ С ПРАКТИЧЕСКИМ ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ АКТИНОМЕТРИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ

В настоящее время в системе Гидрометслужбы СССР имеется свыше 200 постоянных актинометрических станций, в том числе 33 станции международного обмена. Научно-методическое руководство актинометрическими станциями, кроме полярных, осуществляется Главной геофизической обсерваторией им. А. И. Воейкова (ГГО) через актинометрические группы (ГМО) соответствующих Управлений гидрометслужбы. Полярными станциями руководит ААНИИ. Наибольшая плотность постоянных станций отмечается на Европейской территории СССР, где среднее расстояние между станциями составляет около 200 км. На территории Казахстана, Дальнего Востока и в северных широтах (выше  $60^\circ$  с. ш.) среднее расстояние между станциями не менее 500 км.

На всей сети станций, подчиненных в научно-методическом отношении ГГО, производятся срочные актинометрические наблюдения в 6 сроков по среднему солнечному времени с помощью стандартных приборов по единой методике в соответствии с требованиями действующего руководства [1], при этом измеряются прямая солнечная радиация  $S$ , рассеянная радиация неба  $D$ , отраженная земной поверхностью коротковолновая радиация  $R_k$  и радиационный баланс деятельной поверхности без прямой солнечной радиации ( $B-S'$ ).

По данным на 1 января 1977 г., на 60 станциях наряду со срочными наблюдениями производится регистрация отдельных элементов радиационного баланса, на 108 станциях производятся измерения суточных сумм различных составляющих радиационного баланса с помощью электролитических интеграторов X-603 (табл. 1). На полярных станциях производится только регистрация.

До 1976 г. обработка результатов наблюдений и составление таблиц выполнялись вручную на станциях. С 1976 г. обработка

данных актинометрической сети производится в ГГО на ЭВМ, в которую соответствующая информация вводится с помощью бумажной перфоленды, набиваемой на станциях или в УГМС. В результате этой обработки получают информацию (в кал/(мин·см<sup>2</sup>)) о значениях прямой радиации на перпендикулярную  $S$  и горизонтальную  $S'$  поверхности, рассеянной радиации  $D$ ,

Таблица 1

Количество станций, регистрирующих  
и интегрирующих различные комплексы  
составляющих радиационного баланса

Составляющие радиационного баланса	Вид измерений		
	сроч- ные	регистра- ция	интегриро- вание
$Q$ . . . . .		7	29
$D$ . . . . .		—	1
$R_K$ . . . . .		—	10
$Q, D$ . . . . .		17	14
$Q, R_K$ . . . . .		—	32
$R_K, B-S'$ . . . . .		—	1
$R_K, D$ . . . . .		—	1
$Q, D, R_K$ . . . . .		4	19
$Q, D, B-S'$ . . . . .		9	1
$Q, R_K, B-S'$ . . . . .		3	—
$S, D, B-S'$ . . . . .		1	—
$S, R_K, B-S'$ . . . . .		1	—
$S, Q, B-S'$ . . . . .		1	—
$S, D, R_K$ . . . . .		1	—
$D, R_K, B-S'$ . . . . .		1	—
$Q, D, R_K, B-S'$ . . . . .		5	1
$S, Q, D, B-S'$ . . . . .		4	1
$S, Q, D, R_K$ . . . . .		1	—
$S, D, R_K, B-S'$ . . . . .	202	1	—
$S, D, Q, R_K, B-S'$ . . . . .		4	—
Всего: . . . . .	202	60	108

суммарной радиации  $Q=S'+D$ , отраженной коротковолновой радиации  $R_K$ , балансе коротковолновой радиации  $B_K=Q-R_K$ , радиационном балансе  $(B-S')+S'=B$ , балансе длинноволновой радиации  $B_D=B-B_K$  и об альбедо подстилающей поверхности (в процентах)  $A_K=R_K/Q$ .

По средним месячным данным за отдельные сроки рассчитываются месячные суммы радиации. По результатам регистрации, происходящей с различной дискретностью в зависимости от типа регистратора, оцениваются средние часовые ординаты, которые по специальным градуировочным графикам переводятся в суммы радиации за каждый час. Последующим суммированием получают суточные, месячные и годовые суммы радиации. Материалы всех актинометрических станций издаются в виде «Актинометрических ежемесечников» непосредственно с таблиц, выдаваемых ЭВМ.

Кроме актинометрических станций Госкомгидромета, работает сеть ведомственных станций, на которых проводятся наблюдения за отдельными составляющими радиационного баланса либо постоянно, либо по сезонам. Общее число таких станций порядка 400.

Основными потребителями актинометрической информации, получаемой актинометрической сетью Госкомгидромета, являются научно-исследовательские институты Госкомгидромета и других ведомств, проектные и планирующие организации, учреждения отдельных министерств и ведомств.

В научных исследованиях актинометрические данные положены в основу ряда фундаментальных задач современной науки о Земле, они используются для оценки теплового и радиационного балансов Земли, создания физической теории климата, расчетов водного баланса, испарения, снеготаяния, оценки загрязнения атмосферы и мн. др.

Применение актинометрических данных в текущем и перспективном планировании регламентируется государственными, междуведомственными и отраслевыми нормативными документами. Для составления нормативов используются режимные данные, публикуемые Госкомгидрометом в официальных изданиях.

В настоящее время одной из ближайших проблем является организация оперативной выдачи актинометрических данных, которая позволит удовлетворить более широкий круг потребителей, нуждающихся в актинометрической информации. При существующей системе сбора и обработки актинометрической информация становится доступной для многих потребителей не менее чем через два месяца после производства наблюдений. Это приводит к тому, что в ряде организаций используют для оценки радиационных характеристик расчетные методы или создают сеть ведомственных станций.

В последние годы в ГГО была сделана попытка систематизировать требования к актинометрической информации по запросам ряда ее потребителей [2]. Анализ этих запросов позволил сделать следующие выводы:

а) в основном требуется информация о суточных суммах радиации: для агрометеорологов, гидрологов, гелиотехников и других специалистов нужны также часовые, декадные и месячные суммы;

б) в большинстве случаев необходима оперативная информация;

в) выявлена необходимость существенного увеличения количества пунктов актинометрических наблюдений;

г) требуется информация о радиации в отдельных спектральных участках солнечного и земного излучения (ультрафиолет, ФАР, освещенность, область 8—12 мкм и др.);

д) необходимы регулярные наблюдения за радиацией в городских условиях по специальным программам;

е) для определения осредненных по площади радиационных характеристик следует использовать самолеты и вертолеты.

Сопоставление запросов потребителей и информации, выдаваемой актинометрической сетью, привело к заключению, что в настоящее время актинометрическая сеть не может полностью удовлетворить потребности народного хозяйства вследствие недостаточной густоты размещения станций и недостаточного (по составу измеряемых величин и частоте измерений) объема наблюдений, а также невозможности оперативной передачи данных потребителям.

Удовлетворению всех требований потребителей о значительном увеличении количества пунктов наблюдений препятствуют экономические соображения, поэтому при планировании развития актинометрической сети следует исходить из того, чтобы, полностью сохранив существующую сеть станций актинометрических станций для продолжения многолетних рядов наблюдений, привлечь дополнительно к проведению актинометрических наблюдений по сокращенной программе сеть общеметеорологических станций.

Чтобы удовлетворить требованиям отдельных отраслей народного хозяйства и научных учреждений к составу актинометрической информации, необходимо, с нашей точки зрения, включить в программу наблюдений актинометрических станций характеристики, перечисленные в табл. 2. Однако, требования к составу актинометрической информации, указанные в табл. 2, не распространяются на всю сеть в целом и некоторые виды информации могут выдаваться отдельными группами станций, поэтому целесообразно дифференцировать программы наблюдений и в соответствии с этими программами ввести классификацию станций.

При классификации станций должны учитываться следующие условия:

а) существующие станции должны стать базой для проведения измерений радиационных характеристик (альbedo, радиационный баланс, радиационная температура) больших площадей;

б) на части существующих станций должна быть расширена программа наблюдений с включением измерений радиации в отдельных спектральных участках (ФАР, освещенность и пр.);

в) из числа существующих станций следует выделить в качестве климатических фоновых станций станции с длинными рядами наблюдений, на которых особое внимание следует уделять не-

прерывности рядов наблюдений и строгому соблюдению преемственности методики измерений.

В соответствии с предлагаемыми условиями представляется целесообразным разделить актинометрические станции на четыре класса.

Таблица 2

Перечень актинометрической информации, рекомендуемой для измерений на сети станций

Вид информации	Информация		Значения	
	оперативная	режимная	суммы	мгновенные
Суммарная радиация на поверхности:				
горизонтальной . . . . .	+	+	ч, сут, мес	+
вертикальной . . . . .	+	+	То же	
наклонной . . . . .	+	+	"	
Прямая радиация:				
интегральная . . . . .	+	+	"	+
в отдельных участках спектра . . . . .			"	+
Рассеянная радиация				
на горизонтальную поверхность . . . . .	+	+	"	
Отраженная радиация				
на горизонтальную поверхность . . . . .	+	+	"	
Радиационный баланс (остаточная радиация)	+	+	час, 3 часа, сут, мес	
Фотосинтетически активная радиация (ФАР) . . . . .	+		ч, сут, дек, мес	
Ультрафиолетовая радиация (УФ) . . . . .	+	+	—	+
Освещенность ( $E$ ), в том числе сумеречная . . . . .	+	+	дн., мес.	+
Излучение атмосферы и подстилающей поверхности в областях 3—40 и 8—12 мкм . . . . .	+	+	—	+

Станции класса I в зависимости от репрезентативности места наблюдений могут входить в состав гидрометеорологических обсерваторий. Эти станции должны вести наблюдения по расширенной программе. Кроме традиционных актинометрических элементов ( $S$ ,  $D$ ,  $R_k$  и  $B-S'$ ), в обязательную программу должна быть включена регистрация спектральных составляющих солнечного и земного излучения (УФ, ФАР, освещенность и др.), определение характеристик на больших площадях, интегральной

и спектральной прозрачности. Общее число таких станций должно быть около 70.

Количество станций класса II, на которых наблюдения ведутся за традиционным комплексом актинометрических элементов ( $S$ ,  $D$ ,  $R_{\text{г}}$ ,  $B-S'$ ), должно быть не менее 150.

На станциях классов I и II срочные наблюдения должны быть заменены регистрацией. Кроме того, на этих станциях следует предусмотреть возможность выдачи наряду с режимной оперативной информации.

Станции класса III, наиболее массовые станции, должны выполнять наблюдения по весьма ограниченной программе. Здесь имеются, например, в виду измерения суточных сумм суммарной радиации с помощью электролитических или электронных интеграторов, хотя возможны измерения и других характеристик. Для осуществления этих наблюдений должны использоваться метеорологические станции, гидрологические посты, автоматические станции с обслуживанием и без обслуживания. Станции класса III могут организовываться на сезон или другой период, в зависимости от поставленной цели. Количество таких станций должно достигать нескольких тысяч. Информация, выдаваемая станциями класса III, должна иметь оперативный характер.

Станции класса IV работают по специальным программам (городские условия, водоемы, склоны, курорты и пр.).

Необходимость расширения программы наблюдений за счет включения новых элементов, переход от срочных наблюдений к регистрации, повышение качества информации и эффективности труда выдвигают новые требования к техническому оснащению станций, которое должно соответствовать современному уровню техники и технологии и государственным стандартам.

Для решения задач по техническому переоснащению актинометрических станций, которые впоследствии будут классифицированы как станции классов I и II, в качестве промежуточного этапа предлагается разработать и распространить на сети комплекты аппаратуры для измерения и регистрации составляющих радиационного баланса (регистрирующие актинометрические установки — РАУ) на основе изделий, серийно выпускаемых промышленностью (электронного самопишущего потенциометра КСП-4, электролитических интеграторов, головки пиранометра М115-М, балансомера М10М, актинометра М-3, электрочасов ПКЛ-3-24 и других вспомогательных изделий и материалов). Подробный перечень приборов и вспомогательных средств, входящих в комплект аппаратуры для станций класса II, приведен в табл. 3.

Комплекты для станций классов I и II должны отличаться по составу датчиков и контрольной аппаратуры.

Для успешной реализации этого предложения следует выполнить работы по подготовке соответствующей документации на изделия, которые входят в состав комплекта аппаратуры, но не производятся промышленностью, и осуществить промышленное внедрение аппаратуры. Предлагаемые комплексы должны внедряться



Таблица 3

**Перечень приборов и вспомогательного оборудования,  
входящего в РАУ (для станций класса II)**

Прибор и вспомогательное оборудование	Количество	Примечание
Актинометр М-3 . . . . .	2	
Пиранометр М-115М . . . . .	6	
Балансомер М-10М . . . . .	2	
Анемометр М-95 . . . . .	2	
Гелиостат . . . . .	1	
Теневое кольцо М-41М . . . . .	1	
Теневое кольцо М-88М . . . . .	1	
Стойка ПИ-21 . . . . .	1	
Коробка распределительная . . . . .	1	
Распределительный щит . . . . .	1	
Часы электрические ПКЛ-3-24 . . . . .	1	
Блок питания . . . . .	1	
Электронный автоматический потенциометр типа КСП-4 . . . . .	2	
Электролитический интегратор типа Х-603 . . . . .	10	
Кабель марки:		
КСРБ 10×1,0 мм <sup>2</sup> . . . . .	1	Длина <sup>1</sup> : 300 м
КСРБ 27×1,0 „ . . . . .	1	300
КПЭР 2×0,35 „ . . . . .	10	3
КСРБ 4×1,0 „ . . . . .	10	15
Контрольно-измерительная аппаратура . . . . .	1	Комплект
потенциометр ПЦ-63 . . . . .	1	
микровольтмикроамперметр типа Ф-116/2 . . . . .	1	
гальванометр М-195/1 . . . . .	1	
комбинированный прибор Ц-4341 . . . . .	1	
поверочная труба ПО-11 . . . . .	1	
мегаомметр типа М-1101М . . . . .	1	
микроамперметр М-194 . . . . .	1	Класс 0,5
секундомер . . . . .	1	
нормальный элемент (КПЭР 2×0,35 мм <sup>2</sup> ) . . . . .	1	Класс 0,05
Паспорт . . . . .	1	На каждый прибор
Техническое описание и инструкция по эксплуата- ции . . . . .	1	На несколько блоков и узлов установки
Перфоратор графиков . . . . .	1	

<sup>1</sup> Конкретная длина многожильного кабеля согласуется при поставке на каждую станцию.

на сети с целью замены применяющихся гальванографов, производство которых прекращено. Особенность внедряемой системы регистрации заключается в том, что предусмотрена полуавтоматическая обработка лент с помощью перфораторов графиков, разрабатываемых в ААНИИ, которые позволяют наносить полученную актинометрическую информацию на перфоленту в коде, пригодном для ввода в ЭВМ.

В дальнейшем электронные потенциометры КСП-4 будут заменены цифровыми регистрирующими устройствами с выводом результатов измерений на печать и перфорацию в виде, пригодном для обработки на ЭВМ, что позволит полностью избавиться от ручной обработки. Для получения оперативных данных, а также сокращения объема информации, наносимой на технические носители, в цифровых регистрирующих установках необходимо, наряду с мгновенными значениями актинометрических величин, предусмотреть возможность автоматического получения сумм измеряемых видов радиации.

Следует отметить, что комплект датчиков установочного и вспомогательного оборудования, применяемый для работы с самопишущими потенциометрами, будет пригоден и для цифровых регистрирующих устройств.

Внедрение на сеть станций классов I и II указанных выше средств измерений (КСП-4, цифровых регистраторов) позволит полностью заменить систему срочных наблюдений регистрацией всех составляющих радиационного баланса.

Это высвободит часть рабочего времени обслуживающего персонала станций для расширения программы наблюдений. Такой резерв будет также использован и для осуществления оперативной выдачи актинометрических данных заинтересованным отраслям народного хозяйства страны.

На станциях класса III, которые будут вести наблюдения по ограниченной программе, предполагается выполнять измерения с помощью электролитических интеграторов X-603 с соответствующими приемниками радиации; за последние годы накоплен значительный опыт работы с этим типом интегратора, который обобщен и учтен в «Методических указаниях» [3]. В будущем возможно применение более совершенных типов электронных интеграторов, основанных на микроэлектронике.

На первом этапе внедрения на сеть установок с регистрирующими потенциометрами КСП-4 и интеграторов X-603 будут использованы модернизированные актинометрические приемники: головка пиранометра М115-М, балансомер М10М и актинометр М-3. В головках пиранометра М115-М и балансомера М10М, в отличие от предыдущих моделей, применяющихся на сети, приняты меры по улучшению их герметичности. Это было достигнуто за счет использования герметиков, пригодных для работы на открытом воздухе, а также за счет конструктивного усовершенствования приборов. Кроме того, в модернизированном балансомере ужесточен допуск на разницу чувствительности сторон (по техни-

ческим условиям этот допуск составляет 3%). Модернизированные приборы находятся в серийном производстве.

В настоящее время ведутся работы по дальнейшему усовершенствованию пиранометров, балансомеров и актинометров.

Ставится задача улучшения зональных параметров пиранометра, для чего требуется замена дуговых колпаков шлифованными из оптического стекла с нормированными спектральными характеристиками. В сетевых балансомерах планируется применение защитных окон от влияния ветра. Разрабатываются конструкции актинометров с герметизацией.

Следующей задачей усовершенствования датчиков следует считать введение схем термокомпенсации, а также разработку способов защиты от влияния на показания осаждающихся на приборы гидрометеоров.

Расширение программы наблюдений (станции класса I) требует разработки и промышленного изготовления новых датчиков. К их числу относятся:

а) датчик радиационной температуры подстилающей поверхности. Спектральная область — атмосферное окно 8—12 мкм. Датчик должен быть пригоден для работы в наземных условиях и для установки на самолетах и вертолетах, погрешность измерений  $\pm 10\%$ ;

б) датчик ультрафиолетовой радиации, который должен измерять суммарную и рассеянную радиации неселективно отдельно в зонах А и В спектральной области 0,29—0,34 мкм. Погрешность не должна превышать  $\pm 15\%$ ;

в) датчики естественной освещенности с характеристикой, близкой к кривой видности глаза, при этом следует обратить особое внимание на разработку метода измерения сумеречной освещенности;

г) датчики для измерения потоков коротковолновой прямой и суммарной радиации в отдельных спектральных участках;

д) датчик радиационного баланса для спектральной области 3—30 мкм;

е) датчик фотосинтетической активной радиации для измерения суммарной и рассеянной радиации в области 0,38—0,71.

В целях усовершенствования существующей и разработки новых систем метрологического обеспечения актинометрических приборов предусматривается: завершение разработки и внедрение на сеть в качестве образцового прибора пиргелиометра с круглыми приемными отверстиями; распространение на сеть потенциометров ПП-63 для работы с контрольными и рабочими приборами при поверках; усовершенствование методики поверки актинометрических приборов по искусственным источникам (особенно в области теплового излучения); разработка методов поверки приборов для спектральных измерений.

В целом система метрологического обеспечения должна быть объединена в единую поверочную схему, соответствующую тре-

бованиям Госстандарта СССР, с аттестованными средствами проверки.

Размещение станций в соответствии с принятой классификацией следует производить с учетом следующих факторов:

а) необходимость сохранения многолетних рядов наблюдений;

б) расчеты оптимальной густоты станций, выполненные в ГГО для равнинных территорий, не пригодны для горных районов, которым свойственна значительная пространственно-временная неоднородностная радиация;

в) интерес представляют пары станций город — загород, при этом целесообразно иметь также мезо- и микроклиматические группы станций из числа 3—5 расположенных недалеко друг от друга станций;

г) вопрос о закрытии или переносе станций ввиду нерепрезентативности из-за попадания их в зону застройки необходимо решать, принимая во внимание их полезность в качестве городских станций.

Решение вопроса о рациональном размещении станций разных типов будет возможно после проведения необходимых исследований.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Руководство гидрометеорологическим станциям по актинометрическим наблюдениям. Л., Гидрометеоздат, 1971, 220 с.

2. Руси Н. П., Винников К. Я. Требования к наземной актинометрической информации и рационализация системы актинометрических измерений. — В кн.: Материалы IX Всесоюзного совещания по актинометрии (октябрь 1972, Киев). Л., Гидрометеоздат, 1974, с. 14—26.

3. Методические указания по измерению суточных сумм солнечной радиации с применением интегратора типа Х-603. Л., Гидрометеоздат, 1976 г., 37 с.

*В. В. Осечкин, В. Г. Самойлович*

## ИССЛЕДОВАНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ АТМОСФЕРНОГО ОЗОНА НА РЕАКТИВНЫХ САМОЛЕТАХ ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

В современных условиях вмешательства человека в окружающую среду — глобальные масштабы его производственной деятельности в эпоху научно-технической революции — вызывает серьезную тревогу. Среди возникших в связи с этим многочисленных экологических проблем большое внимание уделяется проблеме влияния реактивной авиации на атмосферу, в частности на озонный слой Земли.

Для выявления роли продуктов самолетных выбросов в нарушении естественного режима малых компонентов атмосферы необходимо иметь данные об их фоновом распределении. Среди этих компонентов атмосферный озон является одним из наиболее важных. Статистическую характеристику пространственно-временного распределения озона в атмосфере получают на основе длительных систематических наблюдений за озоном. Такая характеристика может быть получена различными методами, каждый из которых используется при решении конкретной геофизической задачи. Различные методы озонзондирования в принципе сопоставимы между собой. Поэтому накопленные данные об озоне, полученные различными методами, периодически сравнивают, что повышает статистическую значимость отдельных наблюдений.

Применяемые методы вертикального озонзондирования на шарах-зондах и ракетах описаны во многих работах. Они позволяют выявить тонкую структуру озонного слоя в любой точке вертикального зондирования от поверхности земли до высот 40—70 км. Однако мировая сеть вертикального озонзондирования еще крайне редка. Наиболее перспективный спутниковый метод озонзондирования находится еще в опытной проверке. В связи с этим представляется наиболее приемлемым самолетный метод исследования пространственного распределения атмосферного озона, сочетающий чувствительность и точность электрохимических

измерений с оперативностью охвата больших горизонтальных пространств, что достигается путем использования рейсовых самолетов гражданской авиации. Самолетные исследования атмосферного озона можно успешно использовать в метеорологических исследованиях как дополнение к данным озонзондирования сети станций.

В Научно-исследовательском институте авиационной метеорологии при Ленинградском гидрометеорологическом институте (НИИАМ ЛГМИ) с 1971 г. проводятся исследования концентрации озона на рейсовых самолетах гражданской авиации. Измерения озона осуществлялись химическим [3], электрохимическим [4] и хемилюминесцентным [6] методами.

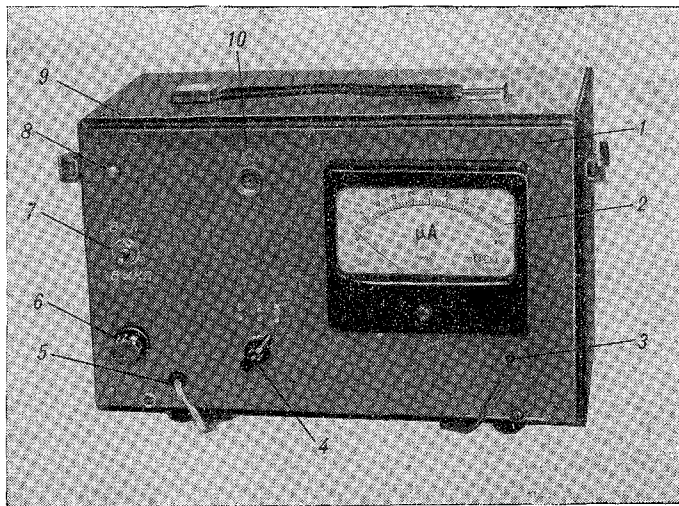


Рис. 1. Внешний вид самолетного электрохимического озонметра.

В экспериментальных полетах наиболее широко использовался электрохимический метод измерения озона.

Самолетный электрохимический озонметр представляет собой кулонометрический газоанализатор, основной аналитической частью которого является электролитическая ячейка конструкции В. З. Альперина [1, 7].

Принцип работы озонметра основан на измерении предельного электрического тока, возникающего при электролизе раствора (электролита), содержащего определяемое вещество, которое является электрохимическим деполаризатором.

В первом самолетном варианте озонметра, созданном на основе ячейки В. З. Альперина [4], корпус ячейки, выполненный из органического стекла, состоит из измерительной камеры, камеры

двух вспомогательных электродов и камеры с запасным электролитом. Все три камеры заполнены электролитом, имеющим следующий состав: 2% NaBr и 0,001% NaI. Электроды ячейки изготовлены из платиновой сетки. Ячейка работает в гальваническом режиме. Электрохимическая схема в ячейке принята по Хершу и Дерингеру [8]. Подробное описание устройства кулонометрической ячейки имеется в работе [1]. В исследовательских полетах ячейка показала высокие эксплуатационные качества, поэтому она не подвергалась никаким модификациям. Некоторые усовершенствования были выполнены после первых исследовательских полетов с озонметром [4].

Самолетный озонметр (рис. 1) состоит из лицевой панели 1, в которую вмонтирован микроамперметр постоянного тока 2 с диапазоном измерений 0,1—50 мкА, выключателя 7, переключателя диапазонов 4, контрольной лампочки 8, предохранителя 6 и входного штуцера 10. Проводник 5 включается в бортовую сеть 27 В, проводник 3 подключается к самописцу. Прибор размещается в кожухе 9. Габаритный размер озонметра 350×200×150 мм, т. е. примерно в 2 раза меньше первого самолетного образца [4].

Входной штуцер и входная трубка озонметра изготовлены из фторопласта во избежание потерь озона на входе в ячейку.

В отличие от первой самолетной модификации [4], в описываемом озонметре использован регулятор расхода газа типа СРГ-5, представляющий собой дроссель, который создает перепад давления, пропорциональный расходу газа. Перепад давления воздействует на мембрану, замыкающую и размыкающую контакты насоса. Электромагнитный привод насоса, перемещая гибкую мембрану, просасывает анализируемый воздух через входной и выходной штуцеры, связанные с всасывающим и нагнетательным клапанами. Насос отрегулирован для работы с постоянной производительностью 45 л/ч.

Согласно теории для обеспечения нормальной работы электрохимической ячейки в гальваническом режиме необходимо, чтобы ее нагрузочное сопротивление не превышало нескольких сот Ом. При измерении низких концентраций озона (менее ПДК) ток в цепи ячейки составляет единицы микроампер. Регистрировать такой ток непосредственно с достаточной точностью крайне сложно. Микроамперметры с пределами измерений 10—20 мкА имеют внутренние сопротивления в несколько тысяч Ом и, следовательно, не могут использоваться для данной цели.

В связи с изложенным сконструирован специальный интегральный усилитель постоянного тока с непосредственными связями типа операционного усилителя К1УТ411А. Усилитель имеет обратную связь (10 кОм), стабилизирующую коэффициент усиления на значении 10; точность работы усилителя около 1%. С целью уменьшения дрейфа нуля на входе усилителя включен дифференциальный повторитель, аналогичный интегральному прерывателю ИП-1. В прерывателях такого типа (представляющих собой биполярные транзисторы) вследствие идентичности характеристик

транзисторов обеспечивается минимальный дрейф нуля по напряжению и разности входных токов. Усилитель постоянного тока, включенный в электрическую схему прибора, в диапазоне температур  $20 \pm 5^\circ\text{C}$  имеет дрейф нуля  $\pm 100$  мкВ и высокую линейность во всем диапазоне усиления (около 1%).

Самолетный озонметр имеет три диапазона измерений:

- 1) 0—5 мкА (0—0,1 мг/м<sup>3</sup>), 2) 0—10 мкА (0—0,2 мг/м<sup>3</sup>),
- 3) 0—50 мкА (0—1,0 мг/м<sup>3</sup>). Чувствительность прибора 0,001 мг/м<sup>3</sup>.

Концентрация озона  $C$  мг/м<sup>3</sup> рассчитывалась по формуле [1]

$$C = 0,896I/V,$$

где  $I$  — сила тока по показаниям прибора (в мкА);  $V$  — расход озонородной смеси (в л/ч).

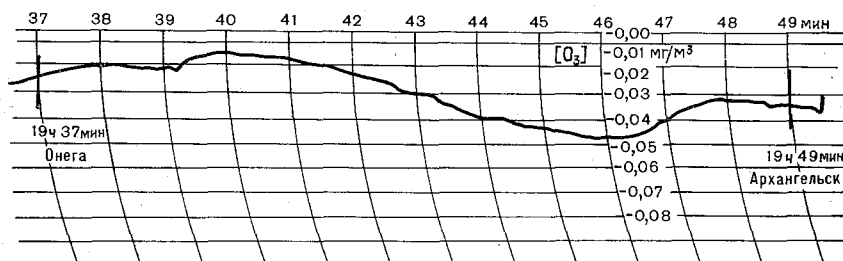


Рис. 2. Фрагмент автоматической записи концентрации озона на одном из участков воздушной трассы Москва — Диксон — Ташкент. Самолет Ил-62М, 25—26/Х 1976 г.  $H=9000$  м.

Озонметр показал высокую стабильность работы. Выходной сигнал прибора параллельно регистрировался портативным самописцем Н-39 (рис. 2).

Исследование озона производилось на реактивных самолетах гражданской авиации на различных воздушных трассах СССР. Измерение озона выполнялось путем электрохимического анализа атмосферного воздуха, отбиравшегося от компрессора авиадвигателя. Правомерность таких исследований применительно к озону экспериментально доказана Тифенау [10] и Комхиrom [2]. Теоретическое обоснование возможности проведения исследований пространственного распределения атмосферного озона с помощью озонметра, установленного в гермокабине реактивного самолета, получено в работе [5].

Благодаря высокой чувствительности озонметра была выполнена большая программа исследования тропосферного озона. В частности, удалось получить данные измерений концентрации озона непосредственно с момента отрыва самолета от взлетной полосы. Это способствовало изучению вертикальной структуры



тропосферного озона от поверхности земли до высот 8—12 км. Практически все самолетные вертикальные озонзондирования показали уменьшение концентрации озона с высотой до высоты тропопаузы и, таким образом, подтвердили результаты вертикальных озонзондирований, выполняющихся на северо-американской озонметрической сети [9]. Вопрос об уменьшении концентрации озона с высотой в тропосфере в течение многих лет был предметом длительных дискуссий. Например, среди причин, обуславливающих это явление, многие специалисты называли уменьшение эффективности работы насоса в электрохимическом озонзонде, связанное с падением атмосферного давления во время подъема шарозонда.

Описываемые измерения озона производились в гермокабине самолета при постоянном давлении воздуха внутри самолета (567 мм рт. ст.) и, естественно, исключают указанную причину. Объяснение уменьшения концентрации с высотой следует искать в другой причине.

Полученные данные самолетного озонзондирования свидетельствуют о том, что тропосферные газы активнее разрушают озон, чем земная поверхность. Это означает, что озон в тропосфере нельзя рассматривать только как пассивную субстанцию, поступившую из стратосферы. Вертикальная структура тропосферного озона показывает, что озон в определенных условиях может вступать в фотохимические реакции с тропосферными газами. В верхней тропосфере дополнительным фактором, усиливающим распад озона, служит водяной пар, скапливающийся под тропопаузой. Это обстоятельство, вероятно, и обуславливает механизм

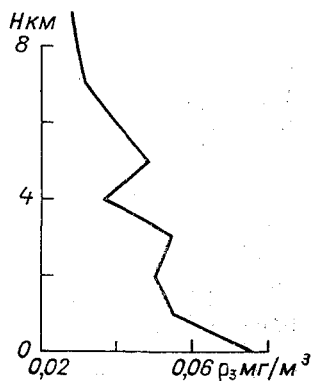


Рис. 3. Вертикальное распределение концентрации озона при наборе высоты до эшелона 9000 м. Самолет Ил-62М. Москва (Шереметьево), 25/X 1976 г.

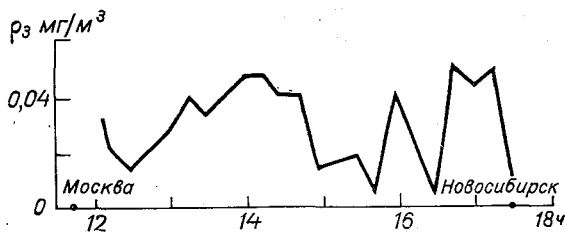


Рис. 4. Концентрация атмосферного озона на воздушной трассе Москва — Ташкент — Новосибирск. Самолет Ил-62М. 19/X 1976 г.

формирования озонного минимума непосредственно под тропопаузой. Один из вертикальных профилей озона, полученный на самолете Ил-62М, представлен на рис. 3. На рис. 4 показаны результаты измерений концентрации атмосферного озона на воздушной трассе Москва — Диксон — Ташкент в специальном исследовательском полете.

Изложенное позволяет сделать заключение о том, что необходима постановка широких программ исследований озона и других малых компонентов атмосферы на рейсовых самолетах гражданской авиации. Реализация таких программ позволит за сравнительно короткие сроки получить ценную информацию о пространственном распределении фоновых и аномальных концентраций микропримесей в атмосфере над большими территориями земного шара.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Альперин В. З. Кулонометрическое определение микроконцентрации озона с помощью ячейки с непроточным электролитом.— Автоматизация химических производств, 1969, вып. 5, с. 98—103.
2. Махта Л., Комхир У. Д. Озон в кабинах самолетов.— Бюллетень ВМО, 1973, т. 22, № 4, с. 270—276.
3. Осечкин В. В. Экспериментальное исследование содержания озона в кабинах реактивных самолетов химическим методом.— Труды ГГО, 1974, вып. 324, с. 144—155.
4. Осечкин В. В. Об автоматическом измерении концентрации атмосферного озона на рейсовых самолетах гражданской авиации.— Труды ЛГМИ, 1974, вып. 51, с. 190—195.
5. Осечкин В. В. О возможности исследования пространственного распределения атмосферного озона с помощью озонометра, установленного в кабине самолета. Метеорология и гидрология, 1974, № 2, с. 103—107.
6. Осечкин В. В., Гушин Г. П., Прибытков Л. Д., Самойлович В. Г., Дмитриев М. Т. Самолетное зондирование атмосферного озона хемилуминесцентным методом.— Труды ГГО, 1976, вып. 357, с. 161—169.
7. Сайфи Р. Н., Блаженнова А. П., Альперин В. З. Электрохимический газоанализатор. Авт. свид. № 191214.— Бюллетень изобретений, 1967, № 3, с. 126.
8. Hersch P., Deuringer R. Galvanic monitoring of ozone in air.— *Analyt. Chem.*, 1963, vol. 35, № 7, p. 897—899.
9. Ozonesonde observations over North America. Eds. W. S. Hering, T. R. Borden. AFCRL. Bedford, Mass, 1964—1967, vol. 1—4.
10. Tiefenau H., Pruchniewicz P. G., Fabian P. Meridional distribution of tropospheric ozone from measurements aboard commercial airliners.— *Z. Geophys.*, 1972, Bd 38, H. 1, S. 145—151.

*Н. Н. Пармонова, А. М. Броунштейн, А. Д. Фролов*

## О СИСТЕМАТИЧЕСКИХ ОШИБКАХ В ОПРЕДЕЛЕНИИ СПЕКТРАЛЬНОГО ПРОПУСКАНИЯ ВСЕЙ ТОЛЩИ АТМОСФЕРЫ И КОЭФФИЦИЕНТОВ НЕПРЕРЫВНОГО ОСЛАБЛЕНИЯ В ИК ОБЛАСТИ СПЕКТРА

1. Для решения ряда прикладных задач, связанных с работой ИК аппаратуры в атмосфере, интерпретации спутниковых измерений уходящего излучения системы земля — атмосфера и контроля загрязнений атмосферы необходимы данные о спектральном пропускании всей толщи атмосферы в ИК области спектра.

С целью выявления закономерностей ослабления ИК радиации, разработки и проверки методик расчета спектральной прозрачности проводятся экспериментальные исследования пропускания всей толщи атмосферы.

В ИК области спектра, кроме селективного ослабления в линиях поглощения атмосферных газов, важное значение имеет непрерывное ослабление, механизмы и размеры которого остаются не до конца выясненными. Поэтому в экспериментальных исследованиях уделяется внимание не только изучению общего пропускания атмосферы  $P$ , но и выявлению закономерностей непрерывного ослабления в качестве важной самостоятельной задачи.

При определении спектрального пропускания всей толщи атмосферы необходимо получить в одинаковых (можно относительных) единицах приходящей к прибору солнечной радиации  $I_{\Delta\lambda}$  и внеатмосферной радиации  $I_{0, \Delta\lambda}$  для того же спектрального интервала  $\Delta\lambda$ .

Тогда

$$P_{\Delta\lambda} = \frac{I_{\Delta\lambda}}{I_{0, \Delta\lambda}}. \quad (1)$$

Для нахождения внеатмосферных значений и определения коэффициентов непрерывного ослабления необходимо выделить так называемые «чистые» спектральные интервалы, в которых можно пренебречь селективным ослаблением.

При этом условии в выбранных интервалах выполняется закон Бугера

$$I_{\Delta\lambda} = I_{0, \Delta\lambda} e^{-\alpha_{\lambda} m}. \quad (2)$$

Соответственно зависимость  $\ln I_{\Delta\lambda}$  от числа атмосферных масс  $m$  является линейной

$$\ln I_{\Delta\lambda} = \ln I_{0, \Delta\lambda} - \alpha_{\lambda} m. \quad (3)$$

Значение  $I_{0, \Delta\lambda}$  определяют, нанося на график  $(\ln I_{\Delta\lambda}, m)$  измеренные при разных  $m$  значения  $\ln I_{\Delta\lambda}$  и линейно экстраполируя эту зависимость к  $m=0$ .

При этом считается, что коэффициенты ослабления  $\alpha$ , полученные из (3) для выбранных чистых спектральных интервалов обусловлены только непрерывным ослаблением.

Однако, если в выбранные относительно чистые спектральные интервалы попадают линии поглощения атмосферных газов, они, с одной стороны, вносят дополнительное ослабление, завышая коэффициенты непрерывного ослабления, а с другой стороны, селективная добавка в силу эффекта Форбса нарушает линейную зависимость  $\ln I_{\Delta\lambda}$  от  $m$ . Применяющаяся при определении внеатмосферных значений линейная экстраполяция указанной зависимости к  $m=0$  приводит к искажению величины  $I_{0, \Delta\lambda}$ .

В данной работе проведена оценка ошибок во внеатмосферных значениях (т. е. в пропускании) и коэффициентах непрерывного ослабления, возникающих из-за присутствия селективного ослабления в относительно чистых спектральных интервалах.

Учет этих ошибок особенно важен в ИК области спектра, насыщенной линиями поглощения атмосферных газов (5—20 линий на  $1 \text{ см}^{-1}$  в относительно чистых спектральных интервалах). При среднем разрешении спектрального прибора в несколько  $\text{см}^{-1}$ , с которым, как правило, проводятся исследования пропускания, в выделенные относительно чистые спектральные интервалы всегда попадает несколько линий поглощения атмосферных газов. Различный вклад этих линий в разных участках спектра приводит к искажению определенного экспериментально спектрального хода коэффициентов непрерывного ослабления относительно истинного хода, что может, в частности, привести к неправильной интерпретации данных измерений (особенно при выяснении механизмов непрерывного ослабления).

2. Для оценки возможных систематических ошибок в определении пропускания всей толщи атмосферы и коэффициентов непрерывного ослабления был проведен прямой расчет селективной части пропускания, используя параметры тонкой структуры спектра атмосферных газов. Необходимые для расчета параметры линий (частоты центров линий, их интенсивность, полуширина и вращательная энергия нижнего уровня) были взяты из [3].

Атмосфера разбивалась по высоте на 20 однородных слоев. Толщина слоев выбиралась так, чтобы в каждом из них было

одинаковое количество газа для равномерно перемешанных компонент. Вертикальные профили температуры, концентрации водяного пара  $C_{H_2O}$  ppm и концентрации озона  $C_{O_3}$  ppm, используемые в выбранной модели атмосферы, приведены в табл. 1, где указаны также высоты границ слоев. Остальные газовые компоненты, ослабляющие радиацию в ИК области спектра, такие, как  $CO_2$ ,  $CH_4$ ,  $N_2O$ , считались равномерно перемешанными и имею-

Таблица 1

**Вертикальные профили температуры  $T$ , влажности  $C_{H_2O}$   
и концентрации озона  $C_{O_3}$**

$h$ км	$T$ К	$C_{H_2O} \cdot 10^{-4}$ ppm	$C_{O_3} \cdot 10^2$ ppm
0,070	279	1,52	2,0
0,413	276	1,27	2,0
0,868	273	1,12	3,0
1,321	268	0,92	3,5
1,818	266	0,72	4,0
2,397	264	0,42	4,5
2,975	261	0,32	5,0
3,554	252	0,22	5,5
4,215	254	0,12	6,0
4,959	248	0,07	7,0
5,730	242	0,04	8,0
6,544	236	0,03	10,5
7,360	230	0,02	13,0
8,311	222	0,01	14,0
9,370	223	0,005	15,0
10,745	226	0,005	20,0
12,000	226	0,005	22,0
13,895	224	0,005	24,0
16,46	225	0,005	80,0
20,96	225	0,005	122,0
100,000			

щими концентрации 330, 1,4 и 0,5 ppm соответственно. Для получения различных моделей распределения водяного пара использовались постоянные по высоте множители к концентрациям, указанным в табл. 1.

Методика прямого расчета, применявшаяся для решения данной задачи, аналогична изложенной в работе [2].

В расчетах использовался фойхтовский контур линий для озона и лорентцовский для всех остальных компонент. Зависимости

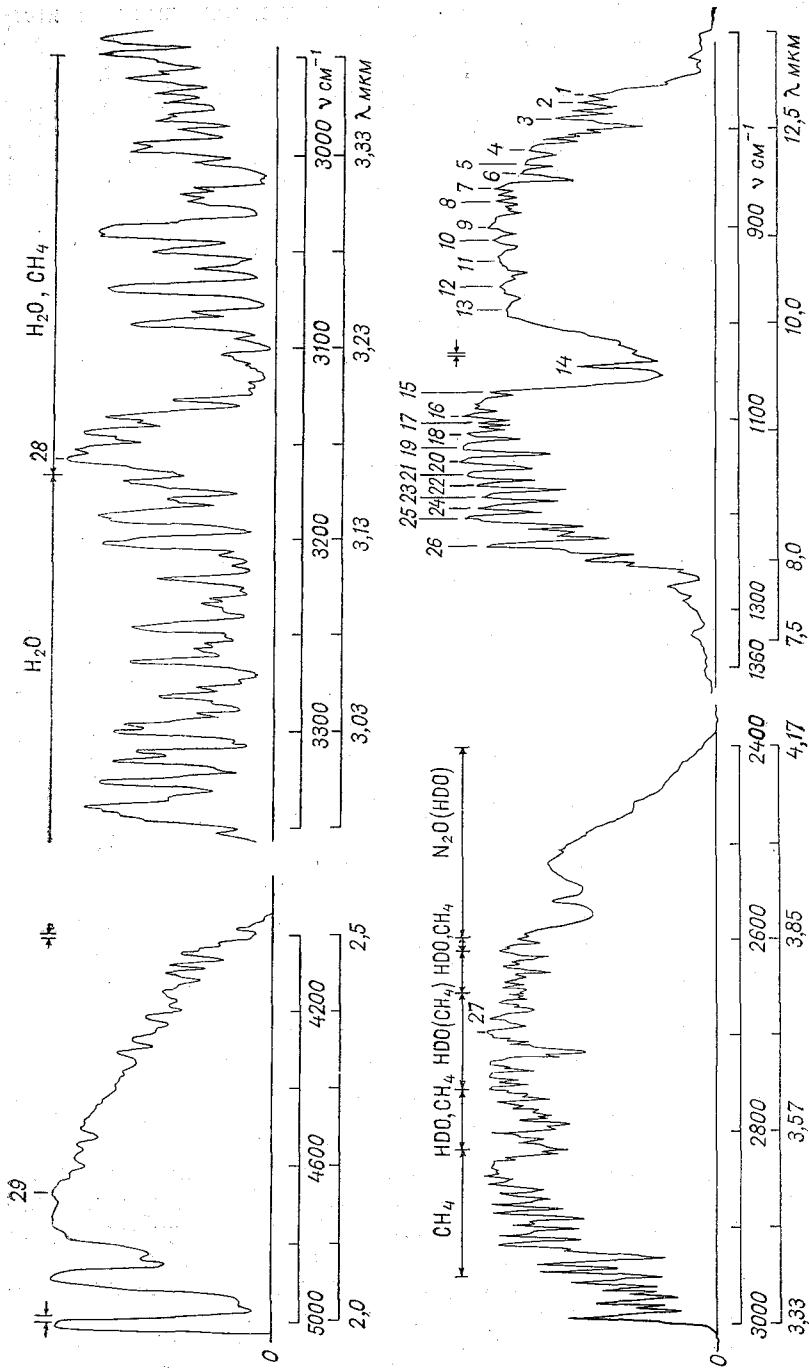


Рис. 1. Положение «чистых» спектральных интервалов (№ 1—29) в солнечном спектре.

полуширины линий от температуры и давления, а также интенсивности от температуры были взяты из [3].

При определении монохроматических коэффициентов ослабления на частоте  $\nu$  учитывался вклад линий, центры которых отстоят не далее  $5 \text{ см}^{-1}$  от  $\nu$ . Учет более далеких линий (до  $20 \text{ см}^{-1}$ ) при расчетах не приводил к заметному изменению пропускания (не больше  $0,1\%$ ), что можно объяснить отсутствием сильных линий поглощения атмосферных газов в окнах прозрачности атмосферы, где проводились вычисления.

Таблица 2

Перечень спектральных интервалов (инт.)

№ инт.	$\nu \text{ см}^{-1}$	$\lambda \text{ мкм}$	№ инт.	$\nu \text{ см}^{-1}$	$\lambda \text{ мкм}$	№ инт.	$\nu \text{ см}^{-1}$	$\lambda \text{ мкм}$
1	765	13,07	11	932	10,73	21	1161	8,61
2	773	12,90	12	962	10,40	22	1169	8,55
3	788	12,69	13	987	10,13	23	1182	8,46
4	820	12,19	14	1044	9,58	24	1194	8,38
5	832	12,02	15	1071	9,34	25	1203	8,31
6	845	11,83	16	1096	9,12	26	1233	8,11
7	861	11,61	17	1104	9,06	27	2701	3,70
8	875	11,43	18	1115	8,97	28	3159	3,17
9	901	11,10	19	1127	8,78	29	4668	2,14
10	915	10,93	20	1142	8,76			

Для численного моделирования проводящихся спектральным прибором измерений вычислялись средневзвешенные значения пропускания с использованием треугольной аппаратурной функции в качестве весовой.

Расчеты были произведены для 29 узких спектральных интервалов, которые используются в различных экспериментальных работах для определения внеатмосферных значений и коэффициентов непрерывного ослабления. Интервалы, перечень которых приведен в табл. 2, охватывают область спектра 2—13 мкм. Расположение этих интервалов в солнечном спектре показано на рис. 1.

Значения селективной части пропускания атмосферы были получены в каждом из этих интервалов для семи атмосферных масс ( $m$ , равных 1, 1,5, 2, 4, 6, 8, 10) при трех полуширинах аппаратной функции спектрального прибора ( $\Delta\nu$  равных 1, 3, 5  $\text{см}^{-1}$ ), четырех значениях количества водяного пара в вертикальном столбе атмосферы ( $W_z$ , равных 0,73, 1,46, 2,19, 3,65  $\text{см H}_2\text{O}$ ), приземной влажности ( $e$ , равной 5, 10, 15, 25 мб соответственно).

3. По полученным пропусканиям строились зависимости  $\ln P$  от  $m$  (по оси ординат откладывались значения  $P$  в логарифмиче-

ском масштабе, внеатмосферные значения полагались равными единице). На рис. 2 показан пример такой зависимости для интервала № 1,  $\nu = 765 \text{ см}^{-1}$  (кривая  $P_c$ ). Из данных рис. 2 видно, что зависимость  $\ln P$  от  $m$  не является линейной, т. е. проявляется эффект Форбса. Загиб кривой  $(\ln P, m)$  наиболее сильно проявляется при малых массах.

В экспериментальных исследованиях указанную зависимость можно получить только для  $m > 1$  (в средних широтах число атмосферных масс  $m \geq 1,3$ ). Кроме того, существует экспериментальный разброс точек, который вуалирует нелинейность. Фактически при определении внеатмосферных значений применяется линейная аппроксимация зависимости  $(\ln P, m)$  в некотором ограниченном диапазоне масс. Экстраполяция полученной прямой к  $m = 0$

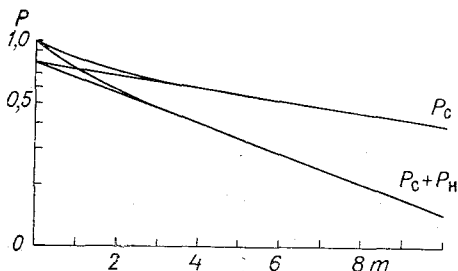


Рис. 2. Зависимость селективной части пропускания (кривая  $P_c$ ) и общего пропускания (кривая  $P_c + P_n$ ) от числа атмосферных масс  $m$  для интервала № 1 (пропускания отложены в логарифмическом масштабе) и аппроксимация этих зависимостей прямыми линиями.

в принципе всегда дает искаженные в той или иной мере внеатмосферные значения. На рис. 2 аппроксимация произведена для диапазона масс 4—10, при этом ошибка во внеатмосферном значении в данном случае составляет больше 20%.

Таким образом, по данным расчетов можно определить ошибки во внеатмосферных значениях для чисто селективной компоненты пропускания. Поскольку искажение линейной зависимости  $\ln P$  от  $m$  для общего пропускания (непрерывная и селективная составляющие) происходит только за счет селективной составляющей, то ошибки во внеатмосферных значениях должны быть такими же, как и для чисто селективной компоненты. Покажем это. Вместо значений  $I_{\Delta \lambda}$  и  $I_{0, \Delta \lambda}$  будем рассматривать пропускание  $P$ , что эквивалентно равенству  $I_{0, \Delta \lambda} = 1$  и  $\ln I_{0, \Delta \lambda} = 0$ . Общее пропускание состоит из двух компонент непрерывной  $P_n$  и селективной  $P_c$ :

$$P = P_n P_c. \quad (4)$$

Для непрерывной компоненты справедлив закон Бугера

$$P_n = e^{-\alpha_n m}. \quad (5)$$

Для селективной компоненты по значениям пропусканий можно также по формуле (5) определить коэффициенты  $\alpha$ , но в этом случае они уже будут зависеть от массы



$$P_c = e^{-\alpha_c(m)m}, \quad (6)$$

т. е. линейная зависимость  $\ln P_c(m)$  искажена.

Проводящаяся линейная аппроксимация эквивалентна тому, что подбирается уже не зависящий от массы коэффициент  $a'$ , но появляется свободный член, характеризующий искажение во внеатмосферных значениях (напомним, что истинное внеатмосферное значение в нашем случае равно единице):

$$\ln P_c = -\alpha_c(m)m = -a'm - b, \quad (7)$$

где  $a'$  — тангенс угла наклона полученной при аппроксимации прямой, а  $e^{-b}$  — экстраполяционное (экспериментальное) внеатмосферное значение. Ошибка во внеатмосферном значении равна

$$\frac{\Delta I_{0, \Delta \lambda}}{I_{0, \Delta \lambda}} = \frac{1 - e^{-b}}{1} \cdot 100\%. \quad (8)$$

Тогда для общего пропускания можно записать

$$\ln P = \ln(P_n P_c) = -\alpha_n m - \alpha_c(m)m = -(\alpha_n + a')m - b. \quad (9)$$

Это выражение справедливо только в участке линейной аппроксимации, т. е. при линейной аппроксимации зависимости  $\ln P$  от  $m$  для общего пропускания, свободный член (искажения во внеатмосферных значениях) остается таким же, как и для чисто селективной компоненты.

Из такого рассмотрения следует еще один важный вывод. Тангенс угла наклона прямой, полученной при линейной аппроксимации для общего пропускания, равен  $\alpha_n + a'$ . Именно эту величину в экспериментальных исследованиях принимают за коэффициент непрерывного ослабления, т. е. систематические ошибки  $\Delta \alpha_n$ , допускаемые при этом, равны  $a'$ , или тангенсу угла наклона аппроксимационной прямой для чисто селективной компоненты. Эта величина может быть легко найдена по результатам проведенного в работе расчета.

Изложенные здесь соображения иллюстрирует рис. 2. Кривая  $P_c + P_n$  показывает зависимость общего пропускания от массы (здесь  $\alpha$  полагали равным 0,1). Видно, что линейная аппроксимация этой зависимости приводит к такому же искажению внеатмосферных значений, что и для чисто селективной компоненты (кривая  $P_c$ ). Разность тангенсов углов наклона двух аппроксимационных прямых дает значение коэффициента непрерывного ослабления. Естественно, что при этом аппроксимация должна производиться в одном и том же диапазоне масс  $\Delta m$  как для  $P$ , так и для  $P_c$ .

По результатам расчета пропусканий для всех спектральных интервалов были определены ошибки во внеатмосферных значениях  $\Delta I_0/I_0$  в процентах по формуле (8) и поправки к коэффициентам непрерывного ослабления  $\Delta \alpha_n$ , величина  $a'$  — из формулы (7).

Таблица 3

Ошибки (%) во внеатмосферных значениях  $\Delta I/I$  (первая строка)  
и коэффициентах непрерывного ослабления  $\Delta \alpha_H$  (вторая строка)

№ инт.	e мб	$\Delta \nu=5 \text{ см}^{-1}, \Delta m$			$\Delta \nu=3 \text{ см}^{-1}, \Delta m$			$\Delta \nu=1 \text{ см}^{-1}, \Delta m$			
		1,5-10	4-10	1,5-4	1,5-10	4-10	1,5-4	1,5-10	4-10	1,5-4	
1	5	15	20	7	10	18	6	8	12	5	
		0,07	0,06	0,09	0,07	0,06	0,09	0,05	0,05	0,06	
	10	14	20	8	12	18	7	9	13	6	
		0,08	0,06	0,10	0,07	0,06	0,09	0,06	0,05	0,07	
	15	14	20	10	12	18	8	9	13	6	
		0,08	0,07	0,10	0,07	0,06	0,09	0,06	0,05	0,07	
	25	14	22	10	12	18	8	9	14	6	
		0,08	0,07	0,10	0,07	0,06	0,09	0,06	0,05	0,07	
	2	5	10	14	7	3	4	3	2	2	2
			0,07	0,06	0,08	0,05	0,06	0,06	0,04	0,04	0,04
		10	13	17	9	4	7	2	2	2	2
			0,08	0,07	0,09	0,06	0,05	0,07	0,04	0,04	0,04
15		15	20	11	5	8	4	2	2	2	
		0,08	0,07	0,10	0,06	0,06	0,07	0,05	0,05	0,05	
25		19	25	14	6	9	4	2	2	2	
		0,09	0,08	0,11	0,07	0,07	0,08	0,05	0,05	0,05	
3		5	6	9	4	0	0	0	0	0	0
			0,03	0,03	0,04	0,02	0,02	0,02	0,01	0,01	0,01
		10	8	10	7	0	0	0	0	0	0
			0,03	0,03	0,04	0,02	0,02	0,02	0,01	0,01	0,01
	15	10	12	7	1	1	1	0	0	0	
		0,03	0,03	0,04	0,02	0,02	0,02	0,01	0,01	0,01	
	25	10	15	8	1	1	1	0	0	0	
		0,03	0,03	0,05	0,03	0,03	0,03	0,01	0,01	0,01	
	13	5	0	0	0	0	0	0	0	0	0
			0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02
		10	0	0	0	0	0	0	0	0	0
			0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02
15		0	0	0	0	0	0	0	0	0	
		0,03	0,03	0,03	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	
25		0	0	0	0	0	0	0	0	0	
		0,03	0,03	0,03	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	
14		5	26	37	20	14	21	10	5	9	2
			0,12	0,09	0,15	0,10	0,08	0,11	0,07	0,06	0,08
		10	27	38	20	14	22	10	5	9	3

№ инт.	е мб	$\Delta v=5 \text{ см}^{-1}, \Delta m$			$\Delta v=3 \text{ см}^{-1}, \Delta m$			$\Delta v=1 \text{ см}^{-1}, \Delta m$			
		1,5-10	4-10	1,5-4	1,5-10	4-10	1,5-4	1,5-10	4-10	1,5-4	
15	15	0,12	0,09	0,15	0,10	0,08	0,12	0,07	0,06	0,08	
		28	38	20	15	23	10	5	9	3	
	25	0,12	0,09	0,16	0,10	0,08	0,12	0,07	0,06	0,08	
		28	38	20	15	23	10	5	9	3	
	5	0,12	0,10	0,16	0,10	0,09	0,12	0,07	0,08	0,08	
		6	10	2	3	6	2	2	2	2	
	10	0,05	0,04	0,06	0,05	0,04	0,05	0,04	0,04	0,04	
		6	10	4	4	8	2	2	2	2	
	15	0,06	0,05	0,07	0,05	0,04	0,06	0,04	0,04	0,04	
		8	11	4	4	8	2	3	3	2	
	25	0,07	0,06	0,08	0,05	0,05	0,06	0,04	0,04	0,04	
		9	13	4	4	8	2	3	4	2	
16	5	0,07	0,06	0,08	0,06	0,05	0,06	0,04	0,04	0,05	
		0	0	0	0	0	0	0	0	0	
	10	0,02	0,02	0,02	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	
		1	1	1	0	0	0	0	0	0	
	15	0,02	0,02	0,02	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	
		1	1	1	0	0	0	0	0	0	
	25	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,01	0,01	0,01	
		2	2	2	0	0	0	0	0	0	
	17	5	0,03	0,03	0,03	0,02	0,02	0,02	0,01	0,01	0,01
			4	8	2	2	2	2	0	0	0
		10	0,02	0,02	0,03	0,02	0,02	0,02	0,01	0,01	0,01
			8	10	6	3	3	3	0	0	0
15		0,03	0,03	0,04	0,03	0,03	0,03	0,01	0,01	0,01	
		9	12	8	4	4	4	0	0	0	
25		0,04	0,04	0,05	0,03	0,03	0,03	0,02	0,02	0,02	
		12	17	10	6	6	6	0	0	0	
18		5	0,05	0,04	0,06	0,04	0,04	0,04	0,02	0,02	0,02
			0	0	0	0	0	0	0	0	0
		10	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,01	0,01	0,01
			2	2	2	1	1	1	0	0	0
	15	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,01	0,01	0,01	
		2	2	2	1	1	1	0	0	0	
	25	0,03	0,03	0,03	0,02	0,02	0,02	0,01	0,01	0,01	
		3	3	3	2	2	2	1	1	1	
	19	5	0,04	0,04	0,04	0,02	0,02	0,02	0,01	0,01	0,01
			0	0	0	0	0	0	0	0	0

№ инт.	e мб	$\Delta\nu=5 \text{ см}^{-1}, \Delta m$			$\Delta\nu=3 \text{ см}^{-1}, \Delta m$			$\Delta\nu=1 \text{ см}^{-1}, \Delta m$		
		1,5-10	4-10	1,5-4	1,5-10	4-10	1,5-4	1,5-10	4-10	1,5-4
20	10	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,01	0,01	0,01
		0	0	0	0	0	0	0	0	0
		0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,01	0,01	0,01
	15	0	0	0	0	0	0	0	0	0
		0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,01	0,01	0,01
		0	0	0	0	0	0	0	0	0
	25	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,01	0,01	0,01
		0	0	0	0	0	0	0	0	0
		0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,01	0,01	0,01
	21	5	2	2	1	2	2	1	1	1
			0,04	0,04	0,04	0,03	0,03	0,03	0,03	0,03
		10	2	3	1	2	3	1	1	1
0,04			0,04	0,04	0,04	0,04	0,04	0,03	0,03	0,03
15		2	3	1	2	3	1	1	1	
		0,04	0,05	0,05	0,04	0,04	0,04	0,04	0,04	0,04
22	25	2	4	1	2	4	1	2	2	
		0,05	0,05	0,05	0,04	0,04	0,05	0,04	0,04	0,04
	5	4	7	2	3	5	2	3	4	
		0,05	0,04	0,05	0,05	0,05	0,05	0,05	0,04	0,05
	10	4	8	2	3	7	2	3	7	
		0,05	0,04	0,06	0,05	0,04	0,05	0,05	0,04	0,05
23	15	5	8	3	4	7	2	3	7	
		0,05	0,05	0,06	0,05	0,04	0,06	0,05	0,04	0,06
	25	5	8	3	4	8	2	4	8	
		0,06	0,05	0,07	0,05	0,05	0,06	0,05	0,04	0,05
	24	5	5	10	3	1	2	1	1	1
			0,05	0,03	0,05	0,03	0,03	0,03	0,02	0,02
10		9	13	7	2	2	2	1	1	
		0,05	0,04	0,06	0,04	0,04	0,04	0,02	0,02	0,02
15		12	16	8	2	4	2	1	1	
		0,06	0,05	0,06	0,05	0,04	0,05	0,02	0,02	0,02
25	15	20	11	4	7	2	1	1		
	0,07	0,06	0,09	0,06	0,05	0,06	0,03	0,03	0,03	
	5	5	10	3	6	9	3	3	10	
		0,06	0,05	0,07	0,06	0,05	0,07	0,05	0,03	0,06
	10	8	13	5	8	13	6	5	10	
		0,07	0,06	0,08	0,06	0,05	0,07	0,05	0,04	0,06
15	10	16	6	9	14	6	6	9		
	0,07	0,06	0,09	0,07	0,06	0,08	0,05	0,04	0,05	
25	14	20	7	10	16	6	6	8		

№ инт.	е мб	$\Delta v=5 \text{ см}^{-1}, \Delta m$			$\Delta v=3 \text{ см}^{-1}, \Delta m$			$\Delta v=1 \text{ см}^{-1}, \Delta m$		
		1,5-10	4-10	1,5-4	1,5-10	4-10	1,5-4	1,5-10	4-10	1,5-4
24	5	0,09	0,07	0,11	0,08	0,07	0,09	0,05	0,05	0,06
		2	5	1	1	3	0	1	1	1
		0,05	0,04	0,06	0,04	0,04	0,05	0,03	0,03	0,03
	10	4	8	2	3	6	0	2	2	2
		0,06	0,05	0,07	0,05	0,05	0,06	0,03	0,03	0,03
		6	10	3	5	7	3	3	4	2
15	0,08	0,06	0,08	0,06	0,07	0,07	0,03	0,03	0,04	
	10	15	4	7	12	4	3	4	2	
	0,09	0,08	0,11	0,07	0,06	0,08	0,04	0,04	0,04	
25	5	1	1	1	0	0	0	0	0	0
		0,03	0,03	0,03	0,02	0,02	0,02	0,01	0,01	0,01
		10	2	2	2	0	0	0	0	0
	15	0,03	0,03	0,03	0,02	0,02	0,02	0,01	0,01	0,01
		2	6	1	0	0	0	0	0	0
		0,04	0,03	0,04	0,03	0,03	0,03	0,02	0,02	0,02
25	6	8	2	1	2	0	0	0	0	
	0,04	0,04	0,06	0,03	0,03	0,03	0,01	0,01	0,01	
	26	5	9	15	8	5	8	4	1	1
0,06			0,05	0,07	0,05	0,05	0,05	0,03	0,03	0,03
10			12	18	8	7	12	4	2	2
15		0,07	0,05	0,08	0,05	0,04	0,07	0,03	0,03	0,03
		14	20	10	10	16	5	2	2	2
		0,07	0,06	0,09	0,06	0,05	0,07	0,03	0,03	0,03
25	16	23	10	11	18	6	2	2	2	
	0,08	0,07	0,10	0,07	0,05	0,08	0,03	0,03	0,03	
	27	5	0	0	0	0	0	0	0	0
0,01			0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,00	0,00	0,00
10			1	1	1	0	0	0	0	0
15		0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,00	0,00	0,00
		2	4	1	2	2	2	0	0	0
		0,03	0,02	0,03	0,02	0,02	0,02	0,01	0,01	0,01
25	3	6	2	3	6	2	0	0	0	
	0,03	0,03	0,03	0,03	0,04	0,03	0,01	0,01	0,01	
	28	5	2	2	1	1	1	1	0	0
0,02			0,02	0,02	0,01	0,01	0,01	0,00	0,00	0,00
10			3	4	2	1	1	0	0	0
15		0,03	0,03	0,03	0,02	0,02	0,02	0,00	0,00	0,00
		4	7	2	2	4	1	0	0	0
		0,03	0,03	0,04	0,02	0,02	0,03	0,00	0,00	0,00
25	7	11	4	4	7	2	0	0	0	
	0,05	0,04	0,06	0,03	0,03	0,04	0,00	0,00	0,00	

Эти ошибки зависят от разрешения спектрального прибора, количества водяного пара по пути луча и от диапазона масс используемого для линейной аппроксимации.

Вычисления были проведены для трех диапазонов масс  $\Delta m$ : 1,5—10, 1,5—4, 4—10. Значения поправок  $\Delta\alpha_n$  в зависимости от всех указанных параметров приведены в табл. 3. Спектральные интервалы, в которых рассмотренные систематические ошибки не превышают случайных ошибок экспериментального определения интересующих нас величин, в таблицу не включены. В экспериментальных работах случайные ошибки во внеатмосферных значениях обычно оцениваются в 2—3%, а в коэффициентах непрерывного ослабления в 0,01—0,03 (см., например, [1]).

Из данных табл. 3 видно, что из трех диапазонов масс для линейной аппроксимации ошибки во внеатмосферных значениях  $\Delta I_0/I_0$  минимальны при  $\Delta m = 1,5 \div 4$  и максимальны при  $\Delta m = 4 \div 10$ . Для коэффициентов непрерывного ослабления наблюдается обратная картина ( $\Delta\alpha_n$  максимальны при  $\Delta m = 1,5 \div 4$  и минимальны при  $\Delta m = 4 \div 10$ ).

Малые поправки к коэффициентам непрерывного ослабления, определенным по аппроксимационной прямой, полученной при больших массах ( $\Delta m = 4 \div 10$ ) объясняются, с одной стороны, тем, что в силу эффекта Форбса при больших массах уменьшаются коэффициенты селективного ослабления  $\alpha_c(m)$ , т. е. непосредственно вклад селективного ослабления, а с другой стороны, линейная аппроксимация зависимости  $(\ln P, m)$  в этом диапазоне масс приводит к наибольшему занижению внеатмосферных значений, что также уменьшает поправку к коэффициентам непрерывного ослабления.

Если задачей экспериментальных исследований является получение общего пропускания, то лучше находить внеатмосферные значения по зависимости  $(\ln P, m)$ , соответствующей относительно малым массам. При определении же коэффициентов непрерывного ослабления предпочтительнее пользоваться частью кривой  $(\ln P, m)$ , полученной при больших массах.

Более наглядное представление о полученных результатах дает рис. 3, на котором приведены величины  $\frac{\Delta I_0}{I_0}$  и  $\Delta\alpha_n$  для средних условий по влажности  $W_z = 1,46$  см  $H_2O$  при  $\Delta\nu$ , равных 1, 3 и 5  $см^{-1}$ , и для самых неблагоприятных из рассмотренных в работе параметров  $W_z = 3,66$  и  $\Delta\nu = 5$   $см^{-1}$ . Диапазон масс для всех случаев  $\Delta m = 1,5 \div 10$ .

Из рис. 3 видно, что для ряда интервалов (№ 3—13) в длинноволновой части окна прозрачности атмосферы 8—12 мкм и интервала № 29 в окне прозрачности 2 мкм систематические ошибки малы в пределах рассмотренных значений параметров. В расчетах взяты довольно узкие условия разрешения спектрального прибора. При худшем разрешении в этих интервалах ошибки возрастут.

В других интервалах обе ошибки достигают больших значений.

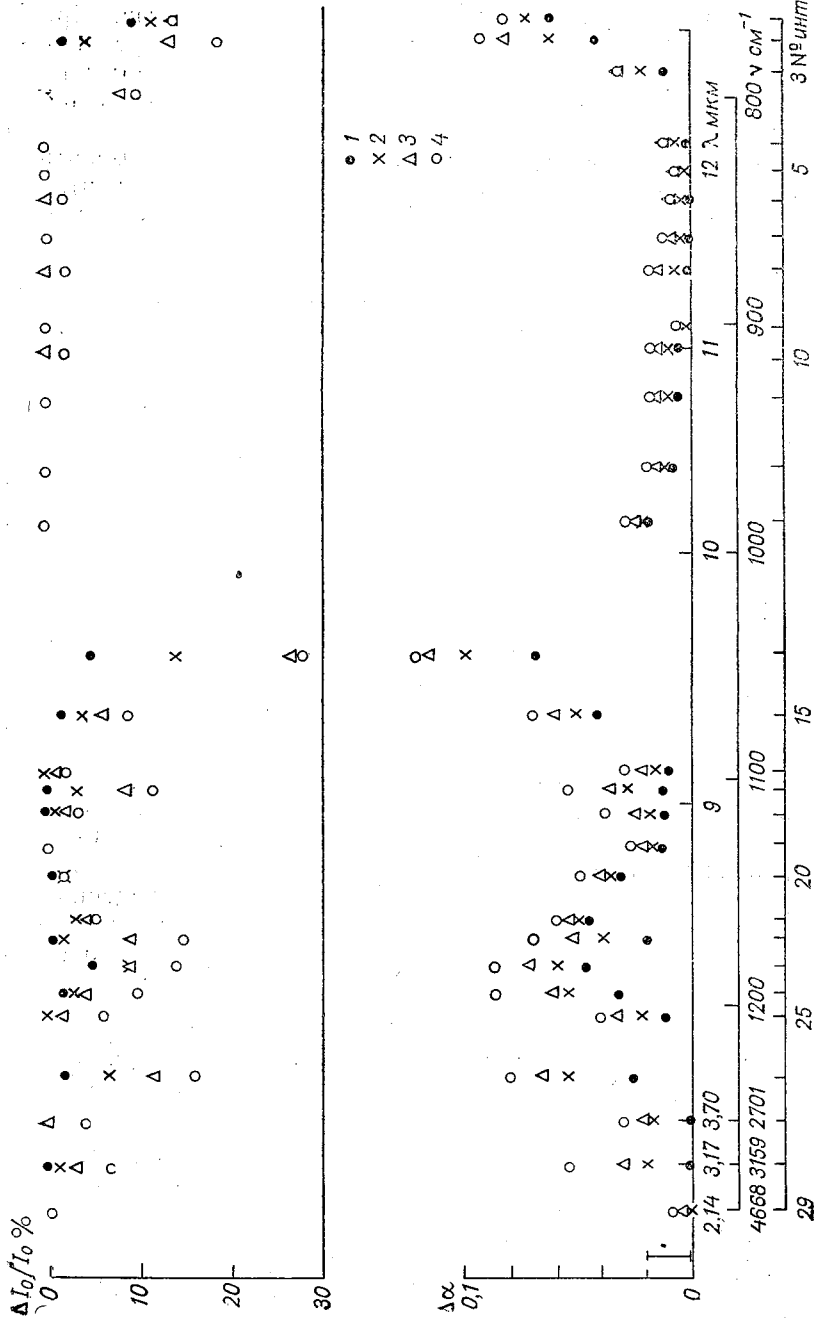


Рис. 3. Ошибки в определении внеатмосферных значений и коэффициентов непрерывного ослабления.

Точки...  
 $W$  см  $\text{H}_2\text{O}$  ...  
 $\Delta y$  см<sup>-1</sup> ...

1	2	3	4
1,46	1,46	1,46	3,66
1	3	5	5

Поправки к коэффициентам непрерывного ослабления достигают величины, сравнимой с значениями самих коэффициентов. При использовании этих интервалов следует выбирать такие условия разрешения и влажности, при которых можно избежать больших ошибок, или вводить соответствующие поправки, пользуясь результатами расчетов, приведенных в табл. 3.

Учет рассчитанных поправок может существенно изменить спектральный ход полученных экспериментально коэффициентов непрерывного ослабления. На рис. 4 показан пример введения

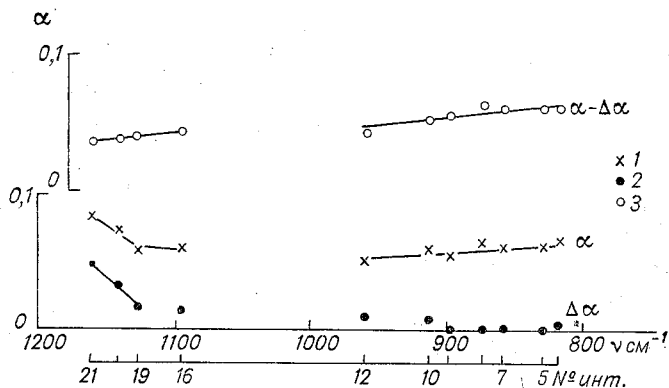


Рис. 4. Спектральный ход коэффициентов непрерывного ослабления в области спектра 8—12 мкм.  $W_2=0,85$  см  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\Delta\nu=3$  см $^{-1}$

1 — экспериментальные значения, 2 — расчетные поправки, 3 — значения, полученные при введении поправок.

поправок к коэффициентам непрерывного ослабления, полученным при измерении пропускания всей толщи атмосферы в Воейково на установке ИКАУ-1.

В заключение можно сделать вывод о том, что проведенные расчеты позволяют, с одной стороны, правильно планировать экспериментальные исследования пропускания атмосферы с точки зрения выбора относительно чистых спектральных интервалов, условий измерений и разрешения спектрального прибора, а с другой стороны, оценить ошибки и ввести соответствующие поправки при использовании имеющегося экспериментального материала.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шукуров А. Х., Малкевич М. С., Чавро А. И. Экспериментальное исследование закономерностей спектрального пропускания радиации вертикальным столбом атмосферы в окнах интервала 2—13 мкм.— Изв. АН СССР, ФАО, 1976, № 3, т. 12, с. 264.
2. Фролов А. Д., Шашков А. А. О применении прямого расчета поглощения ИК радиации к задаче определения общего содержания  $\text{CO}_2$  в вертикальном столбе атмосферы.— Труды ГГО, 1976, вып. 369, с. 41—47.
3. Mc Clatchey с. а. Atmospheric absorption line parametre complication.— Env. Res. Papers, 1973, № 434.



*Н. И. Никитинская, В. Н. Цветкова*

## **О СВЯЗИ ФОНОВОЙ МУТНОСТИ АТМОСФЕРЫ С СИНОПТИЧЕСКОЙ СИТУАЦИЕЙ**

Прозрачность толщи атмосферы, зависящая от присутствия в ней различных переменных компонент, является одним из существенных геофизических параметров, испытывающих весьма значительные вариации в пространстве и времени. Процессы, определяющие изменчивость тех или иных переменных компонент, воздействующих на мутность, происходят одновременно как на микро- так и на макро- уровнях, что делает весьма сложными исследования каких-либо механизмов, влияющих на оптическую погоду. При решении различных задач, особенно прикладного характера, приходится опираться исключительно на статические данные, полученные в разных условиях наблюдений. В связи с этим фактически до сих пор остается открытым вопрос о параметризации оптических свойств толщи атмосферы и разумных принципах подхода к этой задаче. Отсутствие достаточно длительных рядов наблюдений за различными оптическими параметрами толщи атмосферы, в том числе за спектральной прозрачностью, выполненных по единой методике в различных физико-географических условиях, является, видимо, основной причиной, препятствующей решению этого важного с практической точки зрения вопроса атмосферной оптики.

Однако на настоящем этапе благодаря значительно развитой актинометрической сети накоплены достаточно длительные ряды наблюдений за прямой солнечной радиацией, в основном используемые для целей радиационной климатологии и гелиотехники. Между тем эти данные представляют несомненный интерес и с различных других точек зрения, например как исходный материал при расчетах передаточной функции атмосферы, знание которой необходимо при выполнении космических исследований, изучении фонового загрязнения атмосферы и др.

Представляется, что эти материалы могут рассматриваться также как первый этап исследований, имеющих конечной целью параметризацию данных об аэрозольной компоненте спектральной

прозрачности толщи атмосферы. Спектральная прозрачность атмосферы по многим причинам не однозначно связана с интегральной прозрачностью  $P_2$  [1]. При этом вообще введение в актинометрическую практику величины  $P_2$  не свободно от различных упреков. Однако, существование корреляционных связей между интегральной и спектральной прозрачностью в различных участках спектра и в различных условиях наблюдений не вызывает сомнений [2]. В связи с этим целесообразны попытки классификации данных об интегральной прозрачности, поскольку при установлении определенных закономерностей в распределениях этой величины делается не лишенной перспектив дальнейшая детализация данных о прозрачности, имея в виду ее спектральные зависимости, связи с водяным паром, с влиянием подстилающей поверхности и пр.

Непосредственная цель настоящей работы состоит в попытке установить в качественном виде некоторые закономерности и классифицировать на основе простейшей статистической обработки данные, касающиеся интегральной прозрачности атмосферы, полученные в условиях Ленинградской области в течение марта — августа, используя некоторые синоптические факторы, а именно: географический тип воздушной массы, тип барического поля и направление ведущего потока по карте АТ-700.

Исходными материалами работы являются данные измерений прямой солнечной радиации, выполненные в стандартные сроки наблюдений по трем станциям Ленинградской области: Николаевское (1954—1974 гг.), Ларьянская (1955—1974 гг.), Новая Ладога (1959—1974 гг.). Станции находятся на сравнительно больших расстояниях от источников промышленного загрязнения и поэтому могут рассматриваться как фоновые. Эти данные обработаны по методике, предложенной в работе [1]. Параллельно рассматривались приземные синоптические карты, полученные за четыре срока (3, 9, 15 и 21 ч), и ежедневные карты барической топографии Северного полушария за 03 часа. Для того чтобы по возможности избежать влияния облачности и мало изученных в оптическом отношении предконденсационных процессов использовались результаты, полученные только в безоблачные или малооблачные дни (при общей облачности не более 3—4 баллов и при открытом диске Солнца в зоне  $5^\circ$  вокруг него). По характеру циркуляции были объединены периферии антициклонов с непосредственно прилегающими к ним секторами соседних циклонов.

Идея, касающаяся связи прозрачности толщи атмосферы с характеристиками атмосферной циркуляции и географическим типом воздушной массы, не нова [3—6]. Возможность существования таких связей вытекает из общих соображений, поскольку подстилающая поверхность и траектории движения воздушных масс в значительной мере влияют на характер процессов, ведущих к изменчивости помутнения атмосферы. Так, например, для ЕТС, которая подвергается постоянному воздействию атмосферных процессов, развивающихся над Северной Атлантикой и находится

под воздействием типовых траекторий циклонов и антициклонов можно заранее предполагать, что высокие прозрачности должны быть в центре антициклона, а также на восточной периферии его, граничащей с западной периферией циклона, и на южной периферии антициклона, граничащей с северной периферией циклона. В то же время низкие прозрачности теоретически должны быть в барических полях противоположного характера, например, в западной части антициклона, граничащей с восточной частью циклона, где преобладают воздушные массы, прибывшие с континента под влиянием ветров с южной составляющей. Добавим, что вообще упомянутые выше синоптические факторы (тип воздушной массы, условия циркуляции атмосферы и направление ведущего потока) не следует рассматривать вполне независимыми друг от друга. Например, на восточной периферии антициклона и на западной периферии циклона должны преобладать ветры с северной составляющей. Можно отметить, что некоторые типы воздушных масс поступают в район Ленинградской области только в определенные сезоны и при наличии определенных барических образований. Однако для выяснения, насколько оправдывается изложенная умозрительная схема, требуется обработка соответствующих экспериментальных данных. Это тем более целесообразно, что пути движения циклонов и антициклонов и соответствующих им ведущих потоков далеко не всегда идентичны. Кроме того, мутность зависит также и от многих факторов, учет которых более затруднителен: от степени развития вертикального обмена, от наличия или отсутствия инверсий в высотном профиле температуры, от возможного выпадения осадков на пути движений воздушной массы и многих других обстоятельств, воздействующих на формирование переменных компонент атмосферы. В виду этого заранее ясна невозможность существования вполне однозначной связи между прозрачностью и синоптической ситуацией, которая дается в предлагаемом в настоящей работе аспекте, хотя возможны дальнейшие уточнения в этом направлении.

С целью некоторого уменьшения влияния упомянутых неучитываемых факторов (в особенности регулярных изменений мутности в течение года), видимо, целесообразно производить сопоставление различных материалов друг с другом за короткие промежутки времени в годовом цикле, пытаясь, однако, сохранить для анализа достаточно длинные ряды наблюдений. Поэтому подвергающиеся анализу ряды разбивались на оптимальные по количеству группы, имея в виду эти два обстоятельства. В условиях Ленинградской области число малооблачных дней невелико и потому минимальное число случаев для построения дифференциальных вероятностных кривых распределения прозрачности толщи атмосферы  $P_2$  составило 50 случаев. Поскольку частота реализации различных конкретных типов циркуляции атмосферы оказалась не одинаковой, то в ряде случаев пришлось отказаться от попыток изложения материала в более детализованном виде, прибегать к изложению данных, относящихся к несколько различающимся условиям на-

блюдений и вообще не давать развернутого анализа всех имеющихся данных.

В результате проведения многочисленных исследований до 1941 г. была выяснена невозможность классификации данных, относящихся к прозрачности атмосферы, по географическим типам воздушных масс, хотя некоторые средние значения характеристик прозрачности для каждого типа воздушной массы, были вычислены [4—6]. Наиболее часто встречающимися типами в условиях

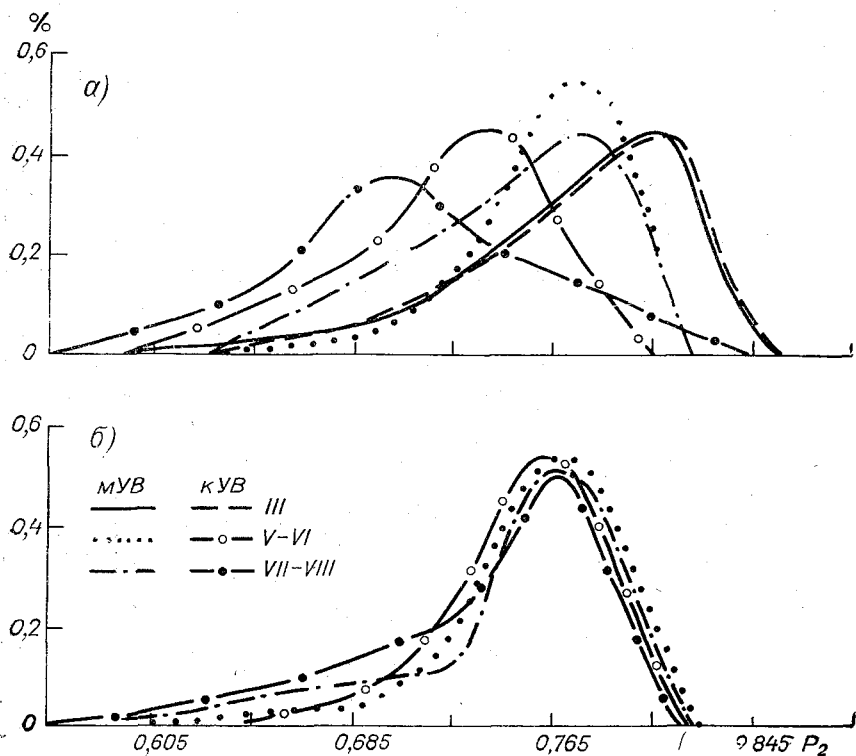


Рис. 1. Вероятностные кривые распределения прозрачности толщи атмосферы  $P_2$  для условий МУВ и КУВ в различные месяцы.

а — периферии антициклонов и циклонов; б — центральная часть антициклона.

Ленинградской области при малооблачной погоде за рассматриваемые периоды являются более прозрачный морской умеренный воздух МУВ и менее прозрачный континентальный умеренный воздух КУВ, причем постоянно отмечается трансформация первого типа во второй тип. Была сделана попытка проверить это общепринятое положение для различных периодов годового цикла, разбив все материалы на три группы: март, май — июнь, июль — ав-

густ. Основные результаты представлены на рис. 1, где по оси абсцисс отложены интегральные прозрачности толщи атмосферы  $P_2$ , а по оси ординат — соответствующие им частоты реализации в процентах от общего числа случаев. Выяснилось, что тип воздушной массы не всегда влияет на упомянутую кривую распределения. На рис. 1 *а* даются вероятностные кривые, полученные в условиях кУВ и мУВ в разные периоды, а на рис. 1 *б* — результаты наблюдений, выполненных при господстве кУВ и мУВ в условиях центра антициклона за летние месяцы. Отчетливо видно, что тип воздушной массы в среднем не влияет на вероятностную кривую  $P_2$  в марте. В обоих случаях и при господстве мУВ и при

Таблица 1

Повторяемость (%) высокой и низкой прозрачности атмосферы в зависимости от барического поля

Месяц	$P_2$	Барическое поле					
		центр Az	периферия				прочие поля
			южная Az северная Zn	восточная Az западная Zn	северная Az южная Zn	западная Az восточная Zn	
III	$\geq 0,79$	30	11	22	19	8	10
	$\leq 0,78$	21	17	6	17	22	12
IV	$\geq 0,78$	27	8	19	18	7	21
	$\leq 0,77$	20	10	14	18	24	14
V	$\geq 0,77$	27	19	3	10	19	22
	$\leq 0,76$	17	32	15	8	12	16
VI	$\geq 0,76$	19	17	29	8	7	20
	$\leq 0,75$	26	15	14	18	6	21
VII	$\geq 0,76$	33	14	19	19	5	10
	$\leq 0,75$	20	20	14	15	17	14
VIII	$\geq 0,76$	39	13	22	16	5	5
	$\leq 0,75$	38	8	10	16	15	13

кУВ максимум в кривой распределения относится к  $P_2=0,805$ , причем распределение заметно отличается от нормального: кривая быстро спадает в сторону высоких  $P_2$ .

По мере перехода от весны к осени разница между кривыми, относящимися к мУВ и кУВ, возрастает (в мае и июне максимумы на кривой  $P_2$  приблизительно соответствуют 0,765 и 0,735, а в июле и августе — 0,765 и 0,695, см. рис. 1 *а*). При этом отмечается трансформация формы кривых распределения: они делаются не только более размытыми, но и более пологими в сторону высоких  $P_2$ , что является отражением общей тенденции возрастания помутнения в летние месяцы, особенно заметного в условиях кУВ, где влияние подстилающей поверхности выражено более четко.

Сравнение рис. 1 а и б дает возможность качественно оценить влияние вертикальных токов в атмосфере на ее помутнение. Как известно, одна из основных физических особенностей атмосферы, находящейся в условиях центральной части антициклона заключается в существовании нисходящих токов. Именно этот факт отличает район центральной части антициклона от центральной части циклона, где сильно развиты восходящие потоки и почти всегда наблюдается пасмурная погода. Видимо, в результате действия нисходящих потоков оказалось, что все вероятностные кривые, представленные на рис. 1 б, относящиеся к наблюдениям в условиях центральной части антициклона, по существу различаются только в деталях. Поэтому можно с известным приближением полагать, что также, как и в марте, в летние месяцы тип

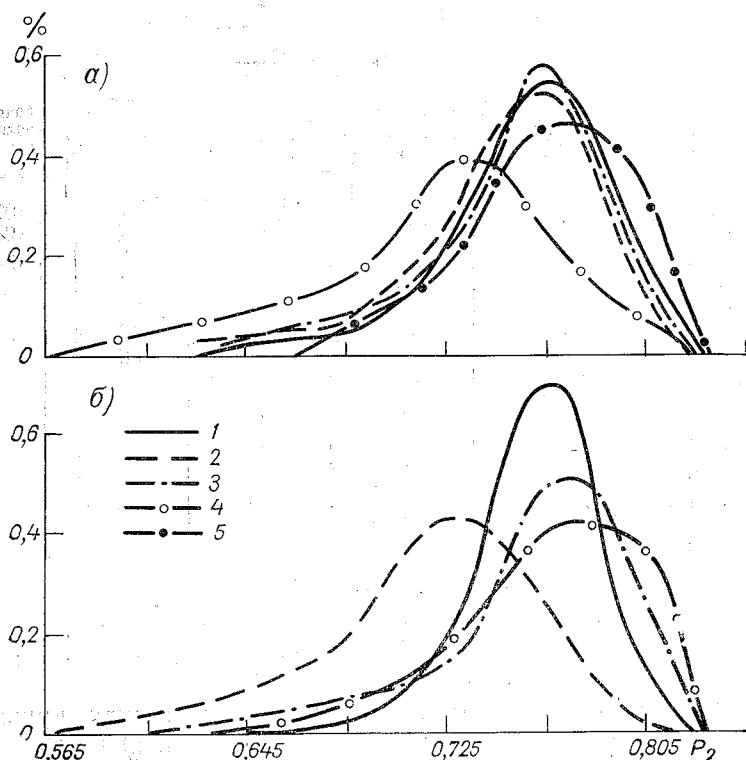


Рис. 2. Вероятностные кривые распределения прозрачности толщи атмосферы  $P_2$  для мая — июня в зависимости от положения барического поля на приземной синоптической карте (а) и направления ведущего потока на поверхности 700 мб (б).

а) 1 — центр  $Az$ , 2 — северная периферия  $Az$  и южная  $Zn$ , 3 — южная периферия  $Az$  и северная  $Zn$ , 4 — западная периферия  $Az$  и восточная  $Zn$ , 5 — восточная периферия  $Az$  и западная  $Zn$ ; б) 1 — северо-восточное и северное направление, 2 — юго-западное, южное и юго-восточное, 3 — западное, 4 — северо-западное.

воздушной массы не влияет на кривую распределения  $P_2$ , но в последнем случае это будет справедливо при условии, что измерения выполняются в условиях центральной части антициклона. Следовательно, вертикальные движения в атмосфере в летнее время значительно воздействуют на ее мутность. В частности, нисходящие токи настолько способствуют ее уменьшению, что практически исчезает разница в оптическом отношении между КУВ и МУВ.

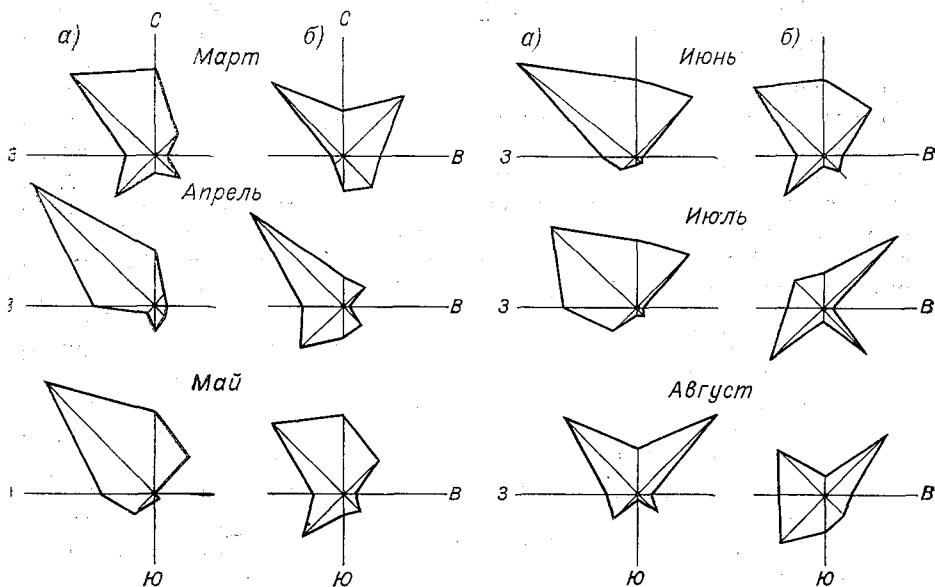


Рис. 3. Роза ветров на поверхности 700 мб для прозрачности атмосферы выше (а) и ниже (б) среднего значения для данного месяца.

Далее было проверено предположение, касающееся связи прозрачности атмосферы с типом барического поля. С этой целью были вычислены средние значения  $P_2$  для каждого месяца, а затем определены значения  $P_2$  в процентах от общего числа случаев, соответствующих в отдельности высоким (т. е. выше среднего) и низким прозраностям.

Результаты представлены в табл. 1, в которой данные граф 3—5 относятся к барическим полям, которые, исходя из общих соображений соответствуют высоким прозраностям.

Как видно из данных табл. 1, в центре антициклона и на его восточной периферии, граничащей с западной периферией циклона, действительно преобладают высокие прозрачности, в то время как на западной периферии антициклона (и восточной циклона) отмечаются преимущественно низкие прозрачности. Для результатов, полученных в условиях южной и северной периферии анти-

циклона, не оказалось соответствия с ожидаемыми результатами. Здесь не обнаруживается четкого различия между числом более и менее замутненных дней. Возможно, что эти факты обусловлены географическим положением Ленинградской области.

На рис. 2 а и б приведены в виде примеров результаты расчета вероятностных распределений прозрачности атмосферы для мая—июня в зависимости от типа барического поля и направления ведущего потока на уровне 700 мб. Аналогичные данные (не представлены в работе) получены и для других периодов (март и июль—август). Из всех материалов следует, что наивысшие прозрачности атмосферы отмечаются на восточной периферии антициклона (и западной периферии циклона). Это особенно четко заметно в марте и менее четко в июле—августе. Во всех случаях низкие прозрачности преобладают также на западной периферии антициклона (и восточной периферии циклона). Из рис. 2 а видно, что различие между некоторыми барическими полями в оптическом отношении невелико. Например, для мая—июня условия центральной части антициклона, его северной и южной периферий (а также северной и южной периферий циклона) практически оказываются идентичными.

Вероятностные кривые распределения прозрачности в зависимости от направления ведущего потока на уровне 700 мб для мая—июня (рис. 2 б) показывают, что наибольшие прозрачности отмечаются в это время года при наличии потоков северо-западного направления, а наименьшие — при ведущих потоках с южной составляющей. В целях увеличения статистики потоки южных, юго-западных и юго-восточных направлений были объединены.

Влияние ведущего потока на прозрачность атмосферы в различные периоды наглядно иллюстрирует также рис. 3, изображающий розу ветров на поверхности 700 мб, для высоких и низких прозрачностей атмосферы, вычисляемых по отклонению от среднего значения  $P_2$  для данного месяца (см. табл. 1).

Из рис. 3 следует, что при низких прозрачностях уменьшаются северные и северо-западные составляющие ветра и возрастают юго-западные и юго-восточные. Это согласуется с данными рис. 2 б. Направление ведущего потока во многих случаях довольно четко связано с типом барического поля, но эта связь не однозначна. Например северо-западный поток преобладает в условиях восточной периферии антициклона в мае—августе, но одновременно это же направление потока наблюдается и в других случаях: в центральной части антициклона, на северной периферии его и в некоторых других случаях.

Представляется наиболее целесообразным классифицировать данные о прозрачности в зависимости от всех трех синоптических характеристик, изложенных в данной работе. При этом желательно еще более детальное распределение по временным интервалам.

На рис. 4 представлены примеры вероятностных кривых распределения величин  $P_2$ , построенных для разных месяцев с соблюдением постоянства всех трех синоптических параметров: направле-



ния ведущего потока, барического поля и типа воздушной массы. Недостаточная статистика количества ветров южных направлений на уровне 700 мб не позволила дать аналогичные результаты, относящиеся к низким прозрачностям. Как видно из рис. 4, в большинстве случаев уточнение условий наблюдения позволило получить более отличающиеся друг от друга по характеру вероятностные кривые распределения, даже при использовании двухмесячного временного интервала. На рис. 4 б следует, например, что в мае — июне при нахождении пункта наблюдений в центральной части антициклона и наличии ветра северного и северо-восточного направлений наивероятным значением  $P_2$  будет приблизительно 0,770, а в 90% всех случаев значение  $P_2$  будет равно или больше этого наивероятного значения. Прозрачности менее 0,725 в подобных условиях практически не наблюдаются.

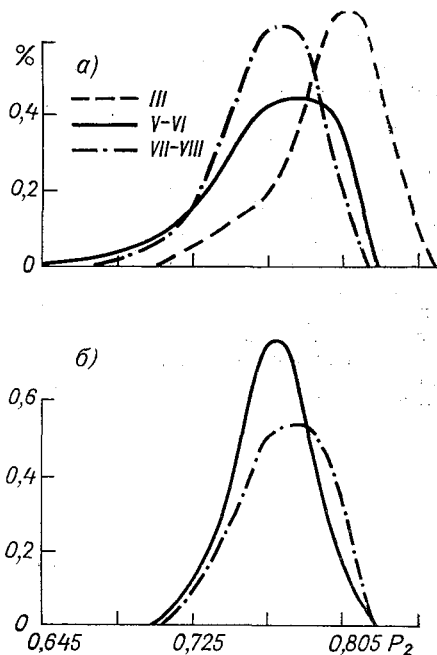


Рис. 4. Примеры вероятностных кривых распределения прозрачности толщи атмосферы  $P_2$  в различные месяцы в зависимости от от трех заданных синоптических характеристик (тип воздушной массы, тип барического поля, направление ведущего потока на уровне 700 мб).

а — мУВ, восточная периферия  $A$  и западная периферия  $Z_1$ , направление ведущего потока С+СЗ; б — мУВ+кУВ, центральная часть  $A_2$ , направление ведущего потока С+СВ.

По-видимому, было бы интересно дальнейшее развитие подобных исследований, учитывая тот факт, что знание интегральной и спектральной прозрачностей атмосферы и некоторых других ее оптических характеристик представляет большой научный и практический интерес.

Опыт настоящей работы наряду с попыткой подчеркнуть роль синоптических процессов в формировании мутности показывает необходимость комплексного подхода к решению многих задач оптики атмосферы. В частности оказалось, что величина  $P_2$  — одна из простейших оптических характеристик — зависит от нисходящих потоков в атмосфере. Другие характеристики, определяющие строение атмосферы, видимо, также могут оказаться связанными с мутностью. Степень устойчивости воздушной массы, ее

опускание или подъем, возможное возникновение инверсий в высотном профиле температуры, высотные профили характеристик влажности, воздействующие на аэрозольную компоненту атмосферы, еще не полный перечень факторов, которые должны сопутствовать атмосферно-оптическим исследованиям, позволяющим сформулировать принципы для создания оптических моделей атмосферы в различных условиях.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сивков С. И. Методические указания по определению характеристик прозрачности атмосферы для актинометрических отделов гидрометеобсерваторий УГМС. Л., Гидрометеоиздат, 1965, с. 1—36.
2. Бартенева О. Д., Никитинская Н. И., Полякова Е. А. О спектральной прозрачности и содержании водяного пара в атмосфере над Памиром.—Труды ГГО, 1969, вып. 237, с. 3—17.
3. Зверева С. В., Романова Г. П., Самойленко А. В. Связь прозрачности атмосферы в отдельных районах СССР с характеристиками атмосферной циркуляции.—Труды ЛГМИ, 1971, вып. 38, с. 151—164.
4. Белецкий Ф. А. Актинометрические характеристики воздушных масс.—Метеорология и гидрология, 1941, № 5, с. 8—14.
5. Полякова М. Н., Сивков С. И., Терновская К. В. Актинометрические характеристики воздушных масс по наблюдениям в Слуцке и Курске.—Журн. геофиз., 1935, т. 5, вып. 1, с. 115—120.
6. Мамонтова Л. И., Шийко Е. Я. Факторы помутнения атмосферы по наблюдениям над радиацией в Ялте.—Метеорология и гидрология, 1935, № 3—4, с. 30—32.

## СОДЕРЖАНИЕ

В. А. Баженов. Принцип построения автоматических озонметров с прямым отсчетом . . . . .	3
Ю. И. Бричков, Ю. А. Скляр ов. Актинометр с переменной апертурой для измерения распределения яркости в околосолнечном ореоле . . . . .	13
Е. В. Гниловской. Рассеяние света в атмосфере планеты с неизотропной отражающей поверхностью . . . . .	21
В. И. Горышин. О точности измерения дальности видимости с помощью регистраторов прозрачности атмосферы . . . . .	30
В. И. Горышин, В. А. Ковалев. Методика инструментального определения дальности видимости огней взлетно-посадочной полосы (ВПП) . . . . .	38
Г. К. Гущин. Тепловой распад озона с точки зрения кинетической теории газов . . . . .	46
Г. К. Гущин. Актинометрические и метеорологические наблюдения в Карадаге во время частного солнечного затмения 29 апреля 1976 г. . . . .	51
Г. П. Гущин. К методике измерения общего содержания атмосферного озона на мировой сети станций . . . . .	63
Г. П. Гущин. О теории годичных и широтных колебаний атмосферного озона . . . . .	76
С. И. Зачек, Е. П. Барашкова. Усовершенствование системы наземных актинометрических наблюдений в связи с практическим использованием актинометрической информации . . . . .	85
В. В. Осечкин, В. Г. Самойлович. Исследование концентрации атмосферного озона на реактивных самолетах электрохимическим методом . . . . .	95
Н. Н. Парамонова, А. М. Броунштейн, А. Д. Фролов. О систематических ошибках в определении спектрального пропускания всей толщи атмосферы и коэффициентов непрерывного ослабления в ИК области спектра . . . . .	101
Н. И. Никитинская, В. Н. Цветкова. О связи фоновой мутности атмосферы с синоптической ситуацией . . . . .	115

Труды ГГО, вып. 406

АКТИНОМЕТРИЯ, АТМОСФЕРНАЯ ОПТИКА  
И ОЗОНОМЕТРИЯ

Редактор М. М. Ясногородская  
Техн. редактор М. И. Брайнина  
Корректор А. В. Хюркес

ИБ № 913

Сдано в набор 28.02 78. Подписано в печать 1.12 78.  
М-09697. Формат 60×90<sup>1/16</sup>. Бум. тип. № 1. Лит. гари. Печать  
высокая. Печ. л. 8,5. Уч.-изд. л. 8,62. Тираж 660 экз.  
Индекс МЛ-174. Заказ 616. Цена 65 коп. Заказное.

Ленинград, Гидрометеониздат. 199053. 2-я линия, д. 23.  
Сортавальская книжная типография Управления по делам  
издательства, полиграфии и книжной торговли Совета Минист-  
ров Карельской АССР. Сортавала, Карельская, 42.