

В. ПЫЛДМАА

## О РОЛИ КРАТНОГО РАССЕЯНИЯ В СУМЕРКАХ

В последнее время интенсивно развивается спутниковая метеорология. Несмотря на это, не потеряло своего значения и исследование свойств земной атмосферы сумеречными методами. Некоторые задачи, решаемые методами сумеречного зондирования атмосферы, стали весьма актуальными именно в настоящее время, когда большие высоты стали доступными непосредственному исследованию. Изучение распределения и изменения яркостей сумеречного неба позволяет определить целый ряд параметров, характеризующих физические свойства атмосферы.

В данной статье рассматриваются вопросы, касающиеся определения доли кратного рассеяния в сумерках, а также спектральных изменений яркостей неба.

### Кратное рассеяние в сумерках

Определение роли кратного рассеяния в сумерках является целью многих исследований уже в течение нескольких десятков лет. Создан ряд моделей атмосферы и схем вычислений яркостей вторичного рассеяния  $I_2$ . Однако полученные результаты варьируются в очень широких пределах в зависимости от выбранной модели и исходных параметров вычислений.

Наряду с чисто теоретическими методами определения величины  $I_2$  предложены и методы, опирающиеся на наблюдаемые яркости сумеречного неба. Широкое применение нашел метод В. Фесенкова [1, 2], который позволяет определить яркость  $I_2$  на меридиане Солнца невысоко над горизонтом при достаточно больших зенитных расстояниях Солнца. В основе идеи В. Фесенкова лежит предположение, что в точках противовертикала Солнца, расположенных невысоко над горизонтом ( $z \approx -70^\circ$ ), при больших погружениях Солнца выполняется условие

$$I_2(-z, \zeta, \lambda) \approx I(-z, \zeta, \lambda) \quad (1)$$

( $z$  считается положительным на вертикале и отрицательным на противовертикале Солнца). Соответственно яркость кратного рассеяния в аналогичной точке вертикала Солнца определяется выражением

$$I_2(+z, \zeta, \lambda) = k(\zeta, z) I_2(-z, \zeta, \lambda). \quad (2)$$

В последнее время предложены некоторые уточнения к упомянутому методу [3, 4], касающиеся определения яркостей  $I_2$  на противовертикале Солнца. А именно, вместо (1) рекомендовано выражение



$$I_2(\zeta, -z, \lambda) \cong I(\zeta, -z, \lambda) - [f(\zeta, -z, \lambda)/f(\zeta', +z, \lambda)]I(\zeta', +z, \lambda), \quad (3)$$

где  $f(\zeta, z, \lambda)$  — индикатриса рассеяния.  $\zeta'$  определяется из условия:

$$I_1(\zeta, -z, \lambda) = [f(\zeta, -z, \lambda)/f(\zeta', +z, \lambda)]I_1(\zeta', +z, \lambda). \quad (4)$$

Вопрос о границах применения этого метода подробно рассмотрен в [4].

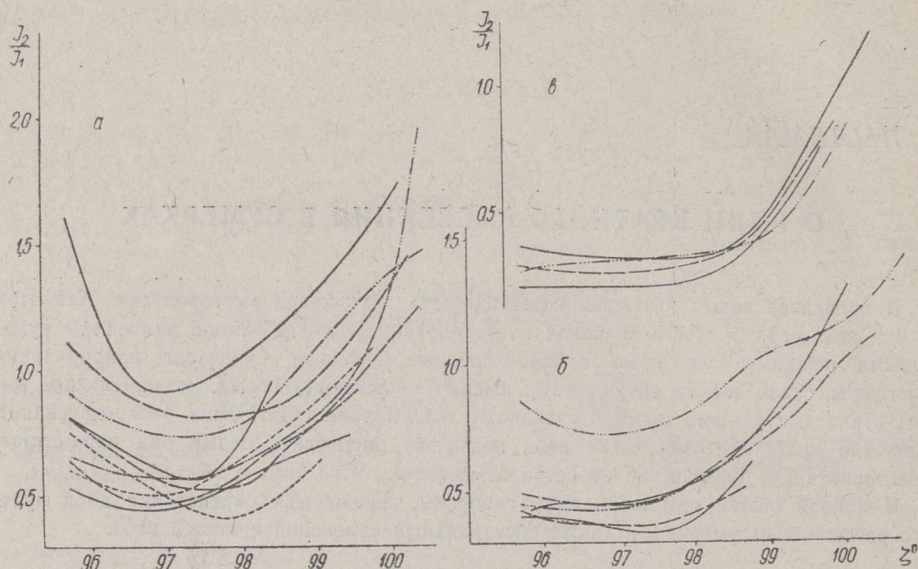
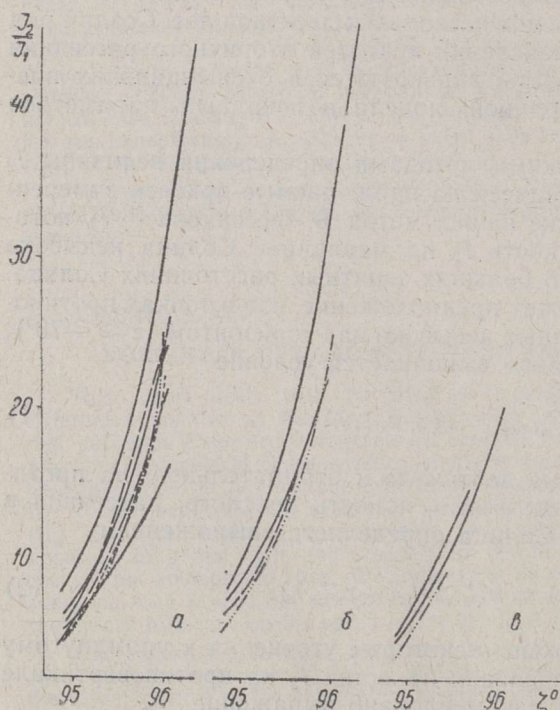


Рис. 1. Отношение  $I_2/I_1$  по формулам (3) и (2) в зависимости от зенитного расстояния Солнца для направления  $z = +70^\circ$  в разные числа:

$a$  —  $\lambda = 422$  мкм,  $b$  —  $\lambda = 479$  мкм,  $в$  —  $\lambda = 574$  мкм.



На основе измеренных яркостей сумеречного неба [5] автором определено по формулам (3) и (2) отношение  $I_2/I_1$  при  $z = \pm 70^\circ$  для ряда сумерек. На рис. 1 и 2 представлены полученные результаты. Обращает на себя внимание относительно малый разброс значений  $I_2/I_1$  для разных чисел (экспериментальные данные относятся к периоду с июня по сентябрь 1963 г.).

Сравнение величин  $I_2/I_1$  в разных спектральных областях показывало, что доля кратного рассеяния растет в направлении коротких волн.

Рис. 2. Отношение  $I_2/I_1$  по формуле (3) в зависимости от зенитного расстояния Солнца для направления  $z = -70^\circ$  в разные числа:  $a$  —  $\lambda = 422$  мкм,  $b$  —  $\lambda = 479$  мкм,  $в$  —  $\lambda = 574$  мкм.



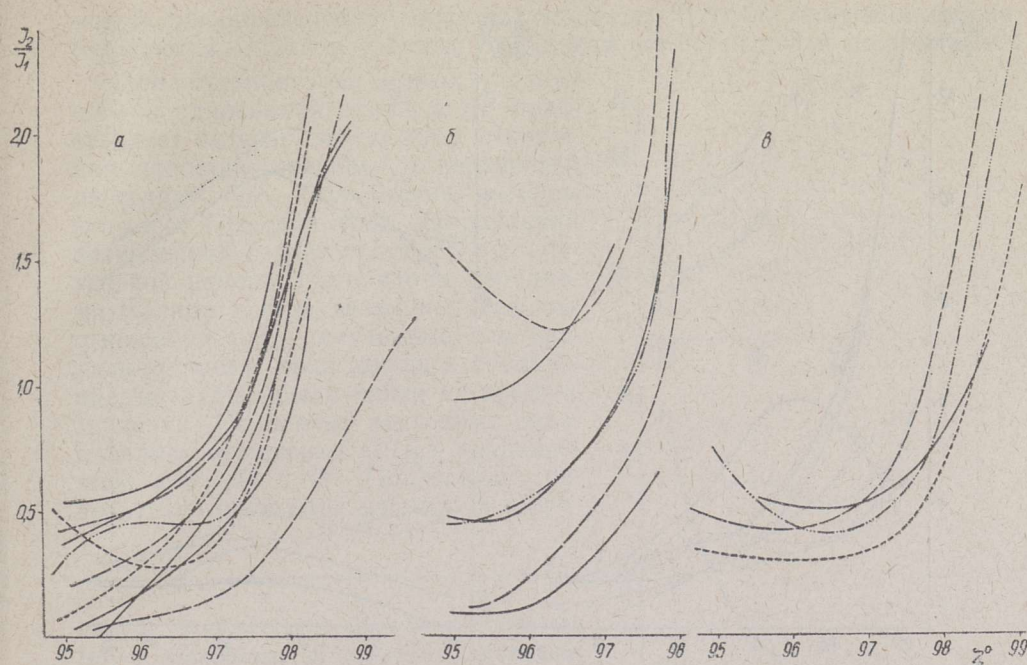


Рис. 3. Отношение  $I_2/I_1$  по формуле (5) в зависимости от зенитного расстояния Солнца для зенита в разные числа: а —  $\lambda = 422$  мкм, б —  $\lambda = 479$  мкм, в —  $\lambda = 574$  мкм.

Рассмотренный метод позволяет определить яркость  $I_2$  в точках меридиана Солнца, располагающихся невысоко над горизонтом. Однако больше нужны данные о яркости кратного рассеяния в направлении зенита. Именно в этом направлении зондирование атмосферы сумеречными методами является по многим причинам самым целесообразным. Так как в настоящее время нет еще надежных данных об изменениях яркости  $I_2$  по меридиану Солнца, то непосредственно переносить полученные для направлений  $z = \pm 70^\circ$  значения  $I_2$  в зенит невозможно.

Учитывая сказанное, понятно, какое значение имеет метод определения отношения  $I_2/I_1$  в направлении зенита, предложенный недавно Г. Розенбергом [3] и рассмотренный подробнее в [4]. Относительная доля яркости кратного рассеяния определяется по этому методу выражением

$$I_2/I_1 = I/I_0\omega_0 P\tau(\bar{H}) - 1, \quad (5)$$

где  $I_0\omega_0$  — поток прямых лучей Солнца за пределами атмосферы;  $P$  — прозрачность атмосферы;  $\tau(\bar{H})$  — оптическая толщина направленного светорассеяния над уровнем  $\bar{H}$ ;  $\bar{H}$  — эффективная высота земной тени;  $I$  — яркость неба.

На рис. 3 представлены полученные автором отношения  $I_2/I_1$  для зенита по формуле (5) в трех узких областях спектра. Как и на рис. 1 и 2, здесь также характерен небольшой разброс результатов для разных чисел. Если при  $z = \pm 70^\circ$  отношение  $I_2/I_1$  увеличивалось в направлении коротких волн, то здесь такой определенной зависимости не наблюдается. Все же можно заметить, что доминирует противоположный спектральный ход.



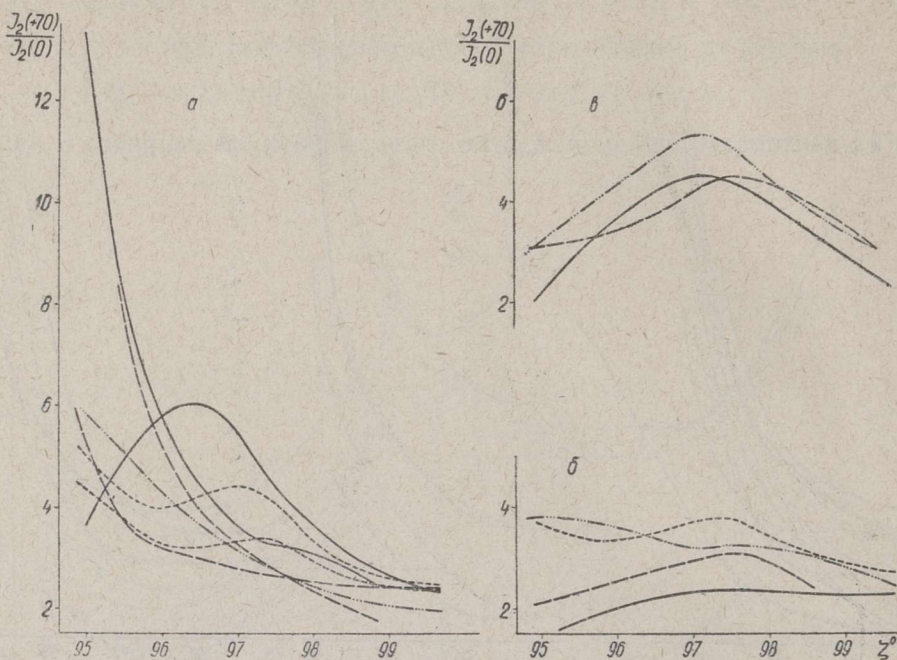


Рис. 4. Относительные изменения яркостей  $I_2$  в направлениях  $z = +70$  и  $0^\circ$  в зависимости от  $\zeta$  в разные числа: а —  $\lambda = 422$  мμ, б —  $\lambda = 479$  мμ, в —  $\lambda = 574$  мμ.

Сравнение яркостей кратного рассеяния, полученных для разных направлений визирования, показывает большую изменчивость  $I_2$  по меридиану Солнца. Судя по значениям  $I_2$  для трех направлений ( $z = \pm 70$  и  $0^\circ$ ), можно сказать, что при любом определенном значении  $\zeta$  в рассмотренной нами фазе сумерек яркость кратного рассеяния увеличивается к горизонту по обе стороны. При этом  $I_2(+70) > I_2(-70)$ . Это вполне понятно, если учитывать, что угол рассеяния  $\varphi$  для яркости  $I_2$  при  $z < 0$  больше  $\pi/2$ , но при  $z > 0$   $\varphi < \pi/2$  [4]. Кроме индикатрисы на  $I_2 = I_2(z)$  должна иметь влияние еще разность в оптических толщинах, особенно до акта вторичного рассеяния.

На рис. 4 представлены результаты сравнения яркостей  $I_2$  в двух направлениях визирования ( $z = +70$  и  $0^\circ$ ). При зенитных расстояниях Солнца  $\zeta \approx 95 \div 97^\circ$  отсутствует единая определенная форма для функции  $I_2(+70)/I_2(0) = g(\zeta)$ . Зато при значениях  $\zeta \gtrsim 97^\circ$  с ростом глубины Солнца всегда наблюдается тенденция к выравниванию яркостей  $I_2$  в рассмотренных направлениях.

Исходя из наших экспериментальных данных, яркость кратного рассеяния в направлении  $z = -70^\circ$  оказалось возможным определить лишь для промежутка времени  $\zeta \approx 95^\circ \div 96^\circ 20'$ . Поэтому сделать какие-либо общие заключения о ходе  $I_2(z) = f(z)$  на противовертикале Солнца было невозможно. Однако и в этой фазе сумерек можно заметить убывание отношения  $I_2(-70)/I_2(0)$  с ростом зенитного расстояния Солнца, причем яркость  $I_2(-70)$  превышает яркость  $I_2(0)$  в среднем в 1,5—2,5 раза. Следовательно, увеличением зенитного расстояния Солнца (по крайней мере до  $\zeta \approx 100^\circ$ ) распределение яркостей  $I_2$  по меридиану Солнца выравнивается. Однако в недавно опубликованных результатах вычислений яркостей кратного рассеяния  $I_2(z)$  Н. Дивари и Л. Плотни-

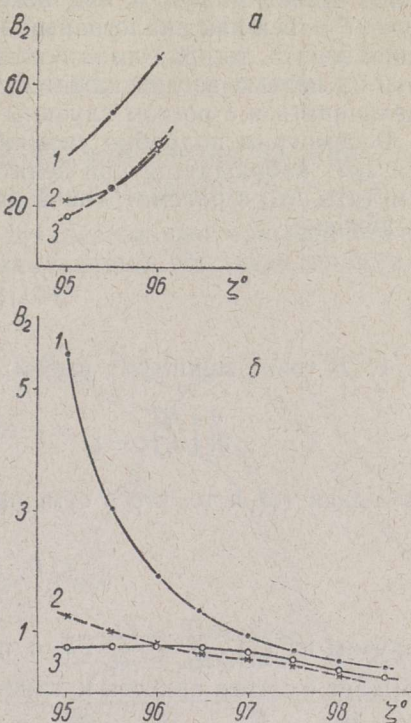


ковой для определенной модели атмосферы [6] такие изменения не наблюдаются — рассмотренные отношения остаются почти постоянными.

При интерпретации данных сумеречного зондирования атмосферы представляет интерес определение отношения яркостей кратного и первичного рассеяний  $I_2/I_1$ . Полученные автором значения  $I_2/I_1$  для трех направлений визирования свидетельствуют о значительной изменчивости вдоль меридиана Солнца и этой величины. Так как отношения  $I_2/I_1$ , полученные для различных чисел, дали хорошее совпадение, нетрудно было найти их средние значения. На основе последних сравнивались отношения  $I_2/I_1$  в направлениях  $z = \pm 70$  и  $0^\circ$ . Полученные результаты приведены на рис. 5. Обра-

Рис. 5. Относительные изменения отношения  $I_2/I_1$  в зависимости от зенитного расстояния Солнца,  $B_2 = [I_2(z)/I_1(z)][I_2(0)/I_1(0)]^{-1}$ :

1 —  $\lambda = 422$  мкм, 2 —  $\lambda = 479$  мкм,  
3 —  $\lambda = 574$  мкм; а —  $z = -70^\circ$ ,  
б —  $z = +70^\circ$ .



щает на себя внимание, что в рассматриваемой фазе сумерек рост глубины Солнца приносит с собой увеличение контрастов в распределении величин  $I_2/I_1$  по меридиану Солнца. Исключением в данном случае являются яркости для  $\lambda = 422$  мкм в направлениях  $z = +70$  и  $0^\circ$ , где тенденция роста контрастов замечается несколько позже.

Имея в виду вышеизложенные результаты, можно заключить, что применение полученной для некоторого определенного направления визирования величины  $I_2$  или  $I_2/I_1$  непосредственно для других  $z$  не оправдано. Переход от одного направления к другому должен быть определен на основе поведения функции  $I_2(z)$ . Но последняя является пока еще малоизученной.

Некоторые выводы о роли кратного рассеяния можно сделать по динамике яркостной картины сумеречного неба [7]. Она, например, позволяет в первом приближении определить те значения зенитного расстояния Солнца, при которых в отдельных точках меридиана Солнца яркости  $I_1$  и  $I_2$  по величине можно считать приблизительно равными. В среднем для рассмотренных нами значений  $\lambda$  они получились следующими:

$z$	$+70^\circ$	$0^\circ$	$-20^\circ$	$-60^\circ$	$-70^\circ$	$-80^\circ$
$\xi$	$99 \div 100^\circ$	$97 \div 98^\circ$	$96 \div 97^\circ$	$95 \div 96^\circ$	$< 95^\circ$	$\approx 94^\circ$

Приведенные в таблице значения  $\xi$  следует понимать как чисто ориентировочные, причем они непременно изменяются в не слишком больших пределах в зависимости от длины волны и оптических условий в атмосфере.



Из рис. 1а видно, что отношение  $I_2/I_1$  в направлении  $z = +70^\circ$  не увеличивается монотонно с ростом зенитного расстояния Солнца, а почти всегда имеет минимум при некоторой определенной глубине Солнца ( $\xi \approx 97^\circ$ ). Так как аналогичный эффект наблюдается иногда и в направлении зенита, то вряд ли можно это считать просто недостатком метода, хотя на первый взгляд кажется, что отношение  $I_2/I_1$  должно монотонно увеличиваться с ростом глубины Солнца.

Рассмотрим подробно упомянутый эффект. Пусть минимум отношения  $I_2/I_1$  наблюдается при зенитном расстоянии Солнца  $\xi = \xi_0$ . Нужно отметить, что в рассмотренной нами области спектра всегда выполняется условие

$$I_2/I_1|_{\xi=\xi_0} < 1. \quad (6)$$

1. В точке минимума имеем:

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \left[ \frac{I_2}{I_1} \right]_{\xi=\xi_0} = 0, \quad \text{т. е.} \quad I_1 \frac{\partial I_2}{\partial \xi} = I_2 \frac{\partial I_1}{\partial \xi}. \quad (7)$$

Учитывая (6) и то, что в сумерках всегда

$$\frac{\partial I_2}{\partial \xi} < 0 \quad \text{и} \quad \frac{\partial I_1}{\partial \xi} < 0, \quad (8)$$

получим из (7)  $\frac{\partial I_1}{\partial \xi} < \frac{\partial I_2}{\partial \xi}$ , т. е. при  $\xi = \xi_0$  яркость первичного рассеяния убывает быстрее яркости кратного рассеяния.

2. При  $\xi < \xi_0$  и  $I_2 \geq I_1$  имеем

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \left[ \frac{I_2}{I_1} \right] < 0, \quad \text{т. е.} \quad I_1 \frac{\partial I_2}{\partial \xi} < I_2 \frac{\partial I_1}{\partial \xi},$$

откуда, учитывая (8), следует, что  $\frac{\partial I_2}{\partial \xi} < \frac{\partial I_1}{\partial \xi}$ , т. е.  $I_2$  убывает быстрее  $I_1$ .

3. Сравнить непосредственно величины  $\frac{\partial I_2}{\partial \xi}$  и  $\frac{\partial I_1}{\partial \xi}$  при  $\xi < \xi_0$  и  $I_2 < I_1$  по данной методике невозможно, и вопрос остается пока нерешенным.

4. В случае  $\xi > \xi_0$  и  $I_2 \leq I_1$  получим  $\frac{\partial I_1}{\partial \xi} < \frac{\partial I_2}{\partial \xi}$ , т. е.  $I_1$  убывает быстрее  $I_2$ .

5. При  $\xi > \xi_0$  и  $I_2 > I_1$  соотношение величин  $\frac{\partial I_1}{\partial \xi}$  и  $\frac{\partial I_2}{\partial \xi}$  остается пока также неопределенным.

Из вышеизложенного можно сделать заключение, что при  $\xi < \xi_0$  и  $I_2 < I_1$  в самом простом случае найдется одно значение  $\xi = \xi_1$ , при котором  $\frac{\partial I_1}{\partial \xi} = \frac{\partial I_2}{\partial \xi}$ . При  $\xi_2 < \xi < \xi_1$  ( $\xi_2 < \xi_0$  при  $I_2 = I_1$ )  $\frac{\partial I_1}{\partial \xi} > \frac{\partial I_2}{\partial \xi}$ , а при  $\xi_1 < \xi < \xi_0$   $\frac{\partial I_1}{\partial \xi} < \frac{\partial I_2}{\partial \xi}$ . В общем случае возможно существование нескольких значений  $\xi$ , при которых  $\frac{\partial I_1}{\partial \xi} = \frac{\partial I_2}{\partial \xi}$ . Значение  $\xi_1$  должно зависеть от длины волны  $\lambda$  и различаться для разных сумерек в зависимости от оптических условий в земной атмосфере.



Обратимся к рис. 6, на котором представлено отношение производных от яркостей в функции от зенитного расстояния Солнца для одного числа. Рассмотренный нами случай минимума в ходе функции  $I_2/I_1 = g(\xi)$  соответствует на этом рисунке кривой 1 ( $\lambda = 422$  мкм). Такой эффект наблюдался всегда в направлении  $z = +70^\circ$  для  $\lambda = 422$  мкм. Для  $\lambda = 479$  и  $574$  мкм он был выражен слабее или отсутствовал совсем (напр., кривая 1 для 479 мкм).

Из приведенного рисунка (кривая 1, 422 мкм) видно, что при  $\xi > \xi_0$  и  $I_2 > I_1$  ( $I_2 = I_1$  в данном случае при  $\xi = \xi_3 \approx 99^\circ 40'$ )  $\left| \frac{\partial I_1}{\partial \xi} \right| > \left| \frac{\partial I_2}{\partial \xi} \right|$ , но убывание рассмотренного отношения начинается уже раньше. Значит, с некоторого значения  $\xi_0 < \xi < \xi_3$  или замедляется убывание яркости  $I_1$ , или ускоряется убывание  $I_2$ .

Можно полагать, что одной из причин описанного эффекта является растущая с увеличением глубины Солнца роль более высоких слоев атмосферы в кратном рассеянии, т. е. слой кратного рассеяния расширяется в сторону более высоких слоев атмосферы, где плотность воздуха меньше. В зените такой

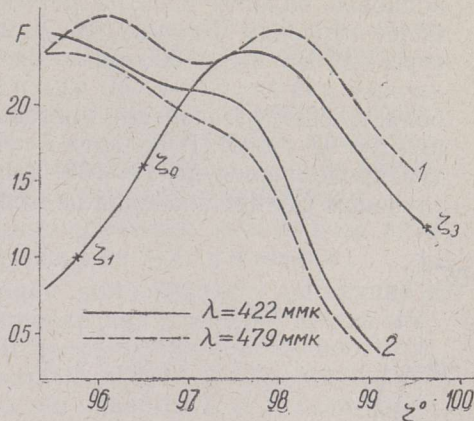


Рис. 6. Относительные скорости убывания яркостей  $I_1$  и  $I_2$  в зависимости от  $\xi$ ,  $F = (\partial I_1 / \partial \xi) (\partial I_2 / \partial \xi)^{-1}$ : 1 —  $z = +70^\circ$ , 2 —  $z = 0^\circ$ .

процесс, по-видимому, начинается уже при меньших зенитных расстояниях Солнца. Минимумы наблюдаются также в ходе  $I_2/I_1 = g(\xi)$  в зените при меньших значениях  $\xi$ .

Рассмотрим, чем может быть вызван эффект  $\left| \frac{\partial I_2}{\partial \xi} \right| > \left| \frac{\partial I_1}{\partial \xi} \right|$  при  $\xi < \xi_1$ . Как известно, в ранней фазе сумерек источником радиации для кратного рассеяния является весь небосвод. С ростом глубины Солнца заревой максимум яркости будет все больше доминировать над остальными участками небосвода. Можно полагать, что одной из возможных причин наблюдаемого нами эффекта при  $\xi < \xi_1$  является быстрое убывание яркости  $I_2$  за счет уменьшения размеров источника радиации. Если при этом еще учесть, что яркость первичного рассеяния  $I_1$  убывает в зените значительно быстрее, чем в направлении  $z = +70^\circ$ , то понятно, почему наблюдаются как выравнивание величин  $\frac{\partial I_1}{\partial \xi}$  и  $\frac{\partial I_2}{\partial \xi}$ , так и минимум отношения  $I_2/I_1$  в зените в ранней фазе сумерек.

### О цвете кратного рассеяния

Изменение спектрального состава рассеянной радиации, поступающей от сумеречного неба, отражается в исследованиях многих авторов. Характерной чертой полученных результатов является «посинение» света при малых зенитных расстояниях Солнца ( $\xi \gtrsim 92^\circ$ ). Зато с некоторого определенного значения  $\xi$ , зависящего от зенитного расстояния



направления визирования (в зените при  $\zeta \approx 99^\circ$ ), во многих случаях наблюдается заметное «покраснение» сумеречного неба.

В качестве причины упомянутого покраснения предполагаются разные процессы. Одной из причин некоторые авторы считают свечение ночного неба, т. е. собственное свечение газов в верхней атмосфере под влиянием прямых лучей Солнца.

Известно, что при определенной глубине Солнца на фоне сумеречного неба появляются отдельные эмиссионные линии. Свечение ночного неба появляется сначала в длинноволновой области спектра с последующим переходом к коротким волнам [3]. Если причиной покраснения неба действительно являлось бы собственное свечение атмосферы, то следовало бы предполагать, что при рассмотренных в сумеречных исследованиях значениях  $\zeta$  имеет место свечение ночного неба лишь в длинноволновой области спектра и в коротковолновой оно появляется при более глубоких Солнцах. Н. Дивари [8] определены цветовые температуры для  $\lambda = 370 \div 600$  мкм. Ход последних получился существенно различным для  $\lambda = 370 \div 440$  мкм и  $\lambda = 440 \div 600$  мкм. В коротковолновой области спектра значения цветовых температур почти монотонно растут при  $\zeta = 92 \div 106^\circ$ . В области  $\lambda = 440 \div 600$  мкм рост цветовых температур продолжался до  $\zeta \approx 100^\circ$  (измерения велись в зените). При более глубоком Солнце значения цветовых температур снова уменьшаются.

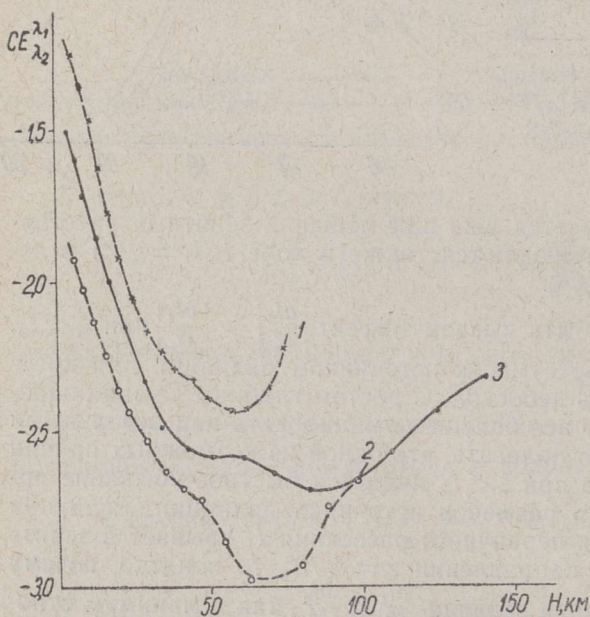


Рис. 7. Зависимость цветового показателя  $CE_{\lambda_1/\lambda_2}$  от высоты геометрической тени Земли:  $\lambda_1 = 422$  мкм,  $\lambda_2 = 574$  мкм; 1 —  $z = +60^\circ$ , 2 —  $z = 0^\circ$ , 3 —  $z = -60^\circ$ .

Таким образом, результаты Н. Дивари показывают, что до самого наступления ночи почти не происходит изменений в спектральном составе коротковолновой области спектра.

Кроме того, если свечение ночного неба имело бы существенное влияние на цвет сумеречного неба, то эффект покраснения должен был бы наблюдаться в разных направлениях визирования при разных значениях  $\zeta$  (что действительно имеет место), но при одинаковых эффективных высотах земной тени (или в первом приближении при одинаковых высотах геометрической тени Земли). Однако это последнее условие не выполняется, что хорошо видно из рис. 7.

Другой возможной причиной покраснения рассеянной радиации считается растущее влияние кратного рассеяния с увеличением зенитного расстояния Солнца в образовании общей яркости.

Согласно теории Релея, коэффициент рассеяния для газов вне полос поглощения пропорционален  $\lambda^{-4}$ . Следовательно, спектральная яркость  $k$ -кратно рассеянного света должна быть пропорциональна  $\lambda^{-4k}$ . Однако, так как реальная атмосфера отличается от релеевской атмосферы и



реальный коэффициент рассеяния пропорционален  $\lambda^{-n}$ , где  $n < 4$ , то для  $k$ -кратного рассеяния получим зависимость вида  $\lambda^{-kn}$ .

Ф. Линк [9], оценивая спектральную зависимость отношения  $I_2/I_1$ , пришел к заключению, что оно должно быстро убывать с увеличением длины волны.

Ф. Юдалевичем [10] рассчитана спектральная зависимость  $I_2/I_1$  на основе соотношения

$$\frac{(I_2/I_1)_{\lambda=\lambda_1}}{(I_2/I_1)_{\lambda=\lambda_2}} \approx \left( \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right)^4.$$

Полученные результаты позволили сделать заключение, что в ближней инфракрасной области спектра отношение  $I_2/I_1$  исчисляется при любых значениях  $\xi$  лишь несколькими процентами.

Все эти результаты свидетельствуют о том, что кратное рассеяние должно привести к увеличению относительной доли коротковолновой области спектра в общей яркости.

Однако Г. Розенбергом указано на возможность обратного спектрального хода [3]. А именно, вследствие сильной экстинкции в коротковолновой области спектра многократно рассеянный свет по своему спектральному составу может оказаться краснее первично рассеянного.

Использование данных спектрофотометрирования сумеречного неба позволило оценить спектральный ход отношения  $I_2/I_1$  в сумерках.

Как было указано выше, относительная доля кратного рассеяния в общей яркости сумеречного неба в направлениях  $z = \pm 70^\circ$  всегда возрастает с убыванием длины волны  $\lambda$ . В направлении зенита, наоборот, в большинстве случаев наблюдался обратный эффект. Такие результаты позволяют думать, что спектральный состав яркостей  $I_1$  и  $I_2$  (или одной из них) существенно различен в различных направлениях визирования. Это, по-видимому, обусловлено, с одной стороны, увеличением экстинкции преимущественно в коротковолновой области спектра, а с другой — сильным поглощением радиации озоном в полосе Шапюи.

На основе экспериментальных данных по формулам (3), (2) и (5) определены яркости  $I_1 = I_1(\xi)$  и  $I_2 = I_2(\xi)$  для зенита и в направлении  $z = +70^\circ$ . Цветовые показатели  $CE_{\lambda_2}^{\lambda_1}$  вычислены по формулам

$$CE_{\lambda_2}^{\lambda_1}(I_1) = -1,08 \ln \frac{I_1(\lambda_1)}{I_1(\lambda_2)} \quad \text{и} \quad CE_{\lambda_2}^{\lambda_1}(I_2) = -1,08 \ln \frac{I_2(\lambda_1)}{I_2(\lambda_2)}, \quad (9)$$

где  $\lambda_1 < \lambda_2$ .

Рис. 8 представляет полученные результаты. Так как в ходе  $CE_{\lambda_2}^{\lambda_1}$  для  $\lambda_2 = 479$  мкм и  $\lambda_2 = 574$  мкм (всегда  $\lambda_1 = 422$  мкм) наблюдалось существенное различие, то оба эти случая представлены отдельно. Ход функции  $CE_{\lambda_2}^{\lambda_1} = f(\xi)$  для различных чисел в одной и той же спектральной области носит принципиально такой же характер.

Рассмотрим сначала случай, когда  $\lambda_1 = 422$  мкм и  $\lambda_2 = 479$  мкм. Значения  $CE_{\lambda_2}^{\lambda_1}(I_1)$  и  $CE_{\lambda_2}^{\lambda_1}(I_2)$  как для зенита, так и для направления  $z = +70^\circ$  в рассматриваемой фазе сумерек относительно мало изменяются с ростом глубины Солнца, причем наблюдаемые колебания носят явно случайный характер. Во всех рассмотренных случаях яркость  $I_1$  в зените краснее яркости  $I_2$ ; в направлении  $z = +70^\circ$  наблюдается обратная спектральная зависимость. В ходе цветового показателя для общей яркости  $I = I_1 + I_2$  также отсутствуют существенные закономерные изменения.



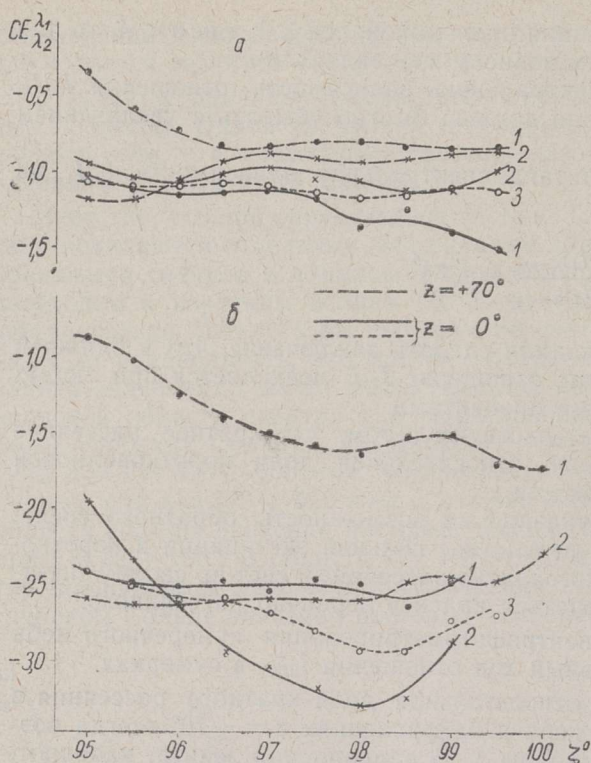


Рис. 8. Зависимости  $CE_{\lambda_2}^{\lambda_1}$  для  $I_1$ ,  $I_2$  и  $I$  от зенитного расстояния Солнца: 1 —  $CE_{\lambda_2}^{\lambda_1}(I_1)$ , 2 —  $CE_{\lambda_2}^{\lambda_1}(I_2)$ , 3 —  $CE_{\lambda_2}^{\lambda_1}(I)$ ; а —  $\lambda_1 = 422$  мнк,  $\lambda_2 = 479$  мнк; б —  $\lambda_1 = 422$  мнк,  $\lambda_2 = 574$  мнк.

В области спектра  $\lambda = 479 \div 574$  мнк, которую характеризуют цветовые показатели при  $\lambda_2 = 574$  мнк, первично рассеянный свет в направлении визирования  $z = +70^\circ$  по своему спектральному составу всегда остается более красным, чем вторично рассеянный. В направлении зенита либо  $I_2$  краснее  $I_1$  в течение всей рассмотренной нами фазы сумерек, либо он краснее при малых значениях  $\zeta$ , но при больших значениях  $\zeta$ , наоборот, более синий. В отличие от области  $\lambda = 422 \div 479$  мнк цветовой показатель для общей яркости  $I$  имеет здесь уже определенный ход с ростом зенитного расстояния Солнца (см. рис. 8). При малых глубинах Солнца он имитирует ход  $CE_{\lambda_2}^{\lambda_1}(I_1) = f(\zeta)$ , но с увеличением  $\zeta$  все больше приближается к ходу  $CE_{\lambda_2}^{\lambda_1}(I_2) = f(\zeta)$ . Такой эффект, по видимому, отражает те особенности, которые имеют место при рассеянии света атмосферой в сумеречных

условиях, когда доминирующая роль переходит от первичного к кратному рассеянию.

С увеличением  $\zeta$  величина  $CE_{\lambda_2}^{\lambda_1}(I_1)$  изменяется слабо в сторону посинения. Зато  $CE_{\lambda_2}^{\lambda_1}(I_2)$  существенно изменяет свою форму при малых зенитных расстояниях Солнца в направлении посинения, но, начиная с некоторого определенного значения  $\zeta$  (в нашем случае оно соответствует в зените  $\zeta \approx 98 \div 99^\circ$ ), имеет место покраснение вторично рассеянного света.

Из сказанного вытекает, что в общем случае в сумерках нет оснований считать  $I_2$  более красным или более синим, чем  $I_1$ . Преобладание какой-нибудь области спектра определяется конкретными условиями и должно быть рассмотрено каждый раз отдельно.

Приступим к выяснению возможных причин описанного хода  $CE_{\lambda_2}^{\lambda_1}(I_2) = f(\zeta)$ . Последний наблюдается, по нашим данным, лишь при  $\lambda_2 = 574$  мнк, поэтому можно полагать, что он вызывается существованием слоя озона на высоте около 25 км над земной поверхностью.

Обратимся к рис. 9. Рассмотрим сначала случай, когда  $\zeta$  мала. Тогда заревые максимумы яркости располагаются относительно высоко над горизонтом и вторичное рассеяние происходит главным образом в слое, примыкающем к земной поверхности. Предположим, что основ-



ная часть первичного рассеянного света поступает на слой вторичного рассеяния от заревого максимума.

Пусть  $z = 0^\circ$  и вторичное рассеяние происходит в точке  $A$ . Первично рассеянный свет пройдет слой озона. Ослабление яркости должно быть больше при длине волны  $\lambda = 574$  мкм за счет поглощения озоном. К этому прибавляется еще рост воздушной массы  $m$  с увеличением  $\lambda$ , ибо высота заревых максимумов яркости над горизонтом уменьшается в направлении длинных волн. Если учесть еще, что рост глубины Солнца приносит с собой приближение заре-

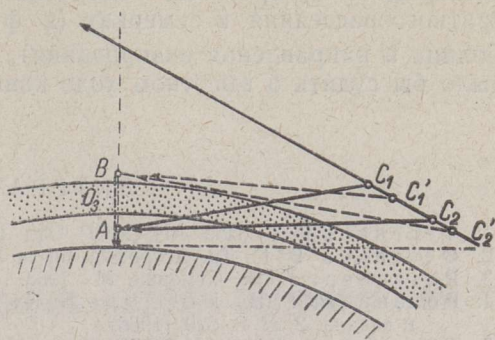


Рис. 9. К объяснению изменения цвета сумеречного неба.

вых максимумов к горизонту, то нетрудно понять, что это должно вести к посинению вторично рассеянного света, что на самом деле и наблюдалось до некоторого определенного значения  $\zeta$ .

Как известно [11], с ростом  $\zeta$  все более высокие слои атмосферы начинают принимать участие в кратном рассеянии. Рассмотрим случай, когда вторичное рассеяние происходит над слоем озона (в точке  $B$ ). В таком случае влияние  $O_3$  выявляется уже не при первично, а при вторично рассеянном свете. Здесь также значительно больше ослабляется радиация в области  $\lambda = 574$  мкм, но путь луча после вторичного рассеяния уже одинаков для разных длин волн и поглощение радиации  $I_2$  ( $\lambda = 574$  мкм) в слое озона не изменяется с ростом  $\zeta$ .

В направлении  $z = +70^\circ$  имеют место в принципе аналогичные процессы, хотя здесь диапазон изменений  $CE_{\lambda_2}^{\lambda_1}(I_2)$  меньше. Это вполне понятно, если учесть, что относительные изменения длины пути луча в слое  $O_3$  с ростом  $\zeta$  в зените больше, чем в направлении  $z = +70^\circ$ .

Покраснение кратко рассеянного света  $I_2$  в направлении  $z = +70^\circ$  наблюдается немного позже, чем в зените. Это свидетельствует о том, что скорость поднятия слоя кратного рассеяния в разных направлениях визирования различна.

Резюмируя вышеизложенное, можно сказать, что существенную роль в изменении цвета сумеречного неба играет атмосферный озон (см. также [8]). Посинение сумеречного неба при малых  $\zeta$  обусловлено, с одной стороны, посинением первично рассеянного света за счет уменьшения  $q = -\frac{d \ln I_1}{dH}$  с ростом высоты геометрической тени Земли  $H$  [3], а с другой стороны, за счет возрастания влияния кратко рассеянной радиации  $I_2$ , которая по своему спектральному составу становится все более синей, пока слой кратного рассеяния не поднимется достаточно высоко в атмосферу. Покраснение неба наблюдается с момента, когда в кратном рассеянии начинают принимать участие и слои атмосферы, где поглощение озоном незначительно. Так как к этому времени  $I_2 > I_1$ , то покраснение кратко рассеянной радиации  $I_2$  главным образом и определяет спектральный состав общей яркости неба.

Одновременное определение высотного хода плотности озона и  $CE_{\lambda_2}^{\lambda_1}(I_2) = f(\zeta)$  при значении  $\lambda_2$  в полосе поглощения Шапю позволило бы оценить в разных фазах сумерек те высоты, которые преимущественно ответственны за кратное рассеяние.



Кроме того, если каким-нибудь методом удалось бы из данных спектрофотометрирования сумеречного неба определить высоту слоя кратного рассеяния в сумерках (в функции от зенитного расстояния Солнца и направления визирования), то по ходу  $CE_{\lambda_2}^{\lambda_1}(I_2) = f(\xi)$  можно было бы судить о высотном ходе концентрации озона.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Фесенков В. Г., Изв. АН СССР. Отд. матем. и естеств. наук, 1501 (1934).
2. Фесенков В. Г., Тр. Астрофиз. ин-та АН Каз. ССР, 3, 214 (1962).
3. Розенберг Г. В., Сумерки, М., 1963.
4. Розенберг Г. В., Пылдмаа В. К., Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана, 2, № 8, 820 (1966).
5. Пылдмаа В., Изв. АН ЭССР. Сер. физ.-матем. и техн. наук, 13, № 3, 192 (1964).
6. Дивари Н. Б., Плотникова Л. И., Астрон. ж., 42, № 5, 1090 (1965).
7. Пылдмаа В. К., Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана, 1, № 11, 1168 (1965).
8. Дивари Н. Б., ДАН СССР, 122, № 5, 795 (1958).
9. Link F., Bull. Astron. Inst. Czechosl., 1, No. 9, 135 (1949).
10. Юдалевич Ф. Ф., Изв. АН СССР. Сер. геофиз., № 7, 862 (1956).
11. Dave J. V., Proc. Ind. Acad. Sci., 43, Sec. A, No. 6, 336 (1956).

Институт физики и астрономии  
Академии наук Эстонской ССР

Поступила в редакцию  
2/III 1966

## V. POLDMAA

### KÕRGEMAT JÄRKU HAJUMISE OSATÄHTSUSEST HÄMARIKUS

Töös vaadeldakse kõrgemat järku hajumise mõju hämarikutaeva heledusele. Taeva absoluutseid heledusi on autor mõõtnud kolmes kitsas spektraalpiirkonnas ( $\lambda=422, 479$  ja  $574 \text{ m}\mu$ ) 1963. aastal. Kõrgemat järku hajumise osa taeva koguheleduses on leitud Päikese meridiaanil kolmes suunas: seniidis G. Rosenbergi ja suundades  $z=\pm 70^\circ$  täpsustatud V. Fessenkovi meetodil. Vaadeldakse esimest ja kõrgemat järku hajumisest tingitud taeva heleduste  $I_1$  ja  $I_2$  muutusi Päikese seniitkauguse  $\xi$  funktsioonina. Analüüsitakse suhte  $I_2/I_1$  muutumise iseärasusi hämariku eri faasides.

Töö teises osas võrreldakse heledusi  $I_1$  ja  $I_2$  spektri mitmes piirkonnas Päikese erinevatel seniitkaugustel. Analüüsitakse värvusindeksi olenevust  $\xi$ -st ja näidatakse, et hämarikutaeva hajusa kiirguse spektraalse koostise muutusi põhjustab osooni kiirgust neelava toime ja kõrgemat järku hajumise kihi kõrguse muutuse koosmõju.

## V. POLDMAA

### ON HIGH-ORDER SCATTERING IN TWILIGHT

The report deals with the influence of the high-order scattering on the brightness of the twilight sky. The brightness of the sky in absolute units of energy was measured in three narrow spectral ranges ( $\lambda=422; 479; 574 \text{ m}\mu$ ) by the author in 1963. The role of the whole brightness of the sky is found on the Sun's vertical in three directions; in the zenith by the G. Rosenberg's method and in directions  $z=\pm 70^\circ$  by the precisely defined V. Fessenkov's method. The changes in sky brightness caused by the first — ( $I_1$ ) and high-order ( $I_2$ ) scattering as a function of the Sun's zenith distance  $\xi$  are examined. The peculiarities of the change of the relation  $I_2/I_1$  in different phases of twilight are analysed.

In the second part of this report the brightnesses  $I_1$  and  $I_2$  in different regions of the spectrum for different zenith distances of the Sun are compared. The dependence of the colour index on  $\xi$  is analysed. It is also shown that changes in the spectral composition of the diffuse radiation of the twilight sky are caused by the co-operation of the radiation-absorbing influence of ozone and of the alteration of the height of the high-order scattering layer.