

Н. И. КОЖЕВНИКОВ

ИЗУЧЕНИЕ ОПТИЧЕСКИМ МЕТОДОМ СТРУКТУРЫ ВОЗДУШНЫХ ПОТОКОВ В ПРИЗЕМНЫХ СЛОЯХ АТМОСФЕРЫ

Статья является развитием работы [1] того же автора. Рассматривается структура воздушных неоднородностей, регистрируемых методом, описанным в [1].

В [1] был описан метод, позволяющий наблюдать визуально и фотографически турбулентные возмущения в земной атмосфере в дневное время. В данной статье мы рассмотрим некоторые результаты применения этого метода к изучению структуры турбулентных потоков.



Рис. 1

На рис. 1 приведена фотография воздушного потока, полученного методом [1]. Схема установки дана на рис. 2. Здесь: O_1 — объектив, строящий изображение Солнца в фокальной плоскости, где помещен экран M_1 . В экране имеется круглое отверстие диафрагма O_2 ; назначение этой диафрагмы выделять те световые лучи, идущие от Солнца, которые на своем пути встречают воздушные неоднородности и тем самым изменяют направление своего распространения. Проекция неоднородностей этими лучами и наблюдается на экране M_2 . Воздушные неоднородности могут быть наблюдаемы при расположении диафрагмы O_2 на некотором расстоянии от края солнечного диска. Это воз-

можно только в том случае, если коэффициент преломления воздушной неоднородности отличается от коэффициента преломления окружающего воздуха. Проекции неоднородностей имеют вид округлых светлых пятен. Возникает вопрос: чем обусловлено равномерное распределение яркости в этих пятнах?

Если бы воздушная неоднородность была совершенно однородной, то ее проекции на экране M_2 имели бы вид дуг различной формы (как

сечение параллельного пучка лучей из совокупности лучей, прошедших через однородную линзу). Дифракция световых пучков на диафрагме O_2 также не может быть причиной наблюдаемого вида светлых пятен на экране M_2 . Действительно, диафрагма O_2 расположена в фокальной плоскости объектива O_1 . В [2] мы указывали, что в случае, если размеры диафрагмы, расположенной в фокальной плоскости, превышают величину b_0 (где $b_0 = \frac{\lambda}{\omega}$, λ — длина световой волны, дифрагирующей на диа-

фрагме; ω — светосила объектива O_1), то дифракцией на такой диафрагме можно пренебречь. В этом случае освещенность на экране M_2 определяется соотношением геометрической оптики. Для рассматриваемого случая величина b_0 равна 0,0025 см; диафрагма O_2 имела диаметр, равный 0,03 см; таким образом, условие применимости геометрической оптики было выполнено. Но это означает, что равномерное распределение освещенности в светлом пятне на экране M_2 соответствует распределению световых лучей, выходящих из неоднородности.

Поэтому мы должны сделать вывод, что атмосферная неоднородность сама является неоднородным образованием. Простейшим предположением является то, что неоднородность представ-

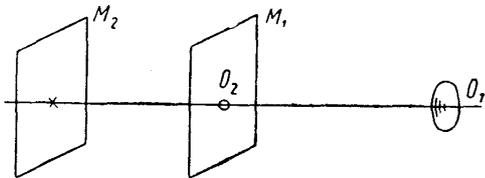


Рис. 2

ляет совокупность некоторого числа более мелких по размерам элементов (мы будем называть их элементами первого порядка). Световой луч, упавший на какой-либо элемент s_1 первого порядка, отклоняется на малый угол Δi_1 и попадает на элемент s_2 . Элемент s_2 отклоняет луч на угол Δi_2 и т. д. В результате ряда таких прохождений луч может быть отклонен на

угол $\sum_{k=1}^n \Delta i_k$, где n — число элементов, пройденных лучом. Угол выхода из атмосферной неоднородности (элемент второго порядка) зависит от того, каким именно путем прошел световой луч. Его величина определяется числом пройденных элементов первого порядка, углами отклонения Δi_k . Если совокупность этих параметров является набором случайных величин, то каждый участок поверхности выхода элемента второго порядка будет обладать рассеивающими свойствами. В самом деле, в силу случайности тех или иных значений указанных параметров угол выхода луча из определенного участка поверхности не будет зависеть от положения этого участка, т. е. из этого участка будет выходить пучок лучей в различных направлениях. В результате на экране M_2 мы будем наблюдать бесструктурные светлые пятна. Наблюдение светлого пятна на угловом расстоянии γ от края изображения Солнца зависит, таким образом, от значений параметров n и Δi_k . Попытаемся определить зависимость распределения светлых пятен как функции от углового расстояния диафрагмы O_2 , от края изображения диска Солнца, от структуры элемента второго порядка.

Введем функцию $\omega(\delta i)$, показывающую, какова вероятность отклонения на угол δi светового луча, упавшего на элемент первого порядка; лучи падают на элемент A (элемент второго порядка) по направлению, составляющему угол γ с вертикалью (рис. 3). Элемент A разбиваем на n слоев, перпендикулярных направлению падения лучей; в каждом слое находятся элементы первого порядка a_1 , a_2 и т. д. Пусть элемент a_1

отклонил луч на угол Δi ; но по этому же направлению мог быть отклонен луч, упавший на a_2 по какому-либо другому направлению. Поэтому вероятность того, что после прохождения слоя k лучи пойдут по направлению $\gamma + \Delta i$, равна сумме соответствующих вероятностей для всех элементов этого слоя. Распределение по углам лучей, прошедших слой k , дается формулой

$$I_k(\alpha_k) = I(\alpha_{k-1})\omega(\delta i), \quad (1)$$

где $I(\alpha_{k-1})$ — распределение для слоя $k-1$, $\omega(\delta i)$ — функция ω , определенная выше. Для определения вероятности того, что лучи пошли по направлению $\gamma + \Delta i$, нужно (1) просуммировать по одинаковому углу, т. е. при условии, что $\alpha_k = \alpha_{k-1} + \delta i = \gamma + \Delta i$.

Получаем

$$I_k(\gamma + \Delta i) = \sum_{\alpha_{k-1}, \delta i} I(\alpha_{k-1})\omega(\delta i). \quad (2)$$

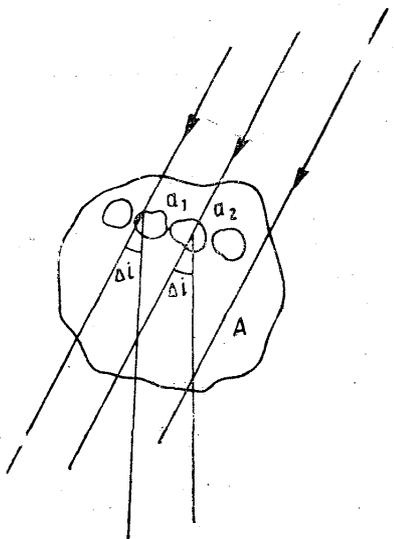


Рис. 3

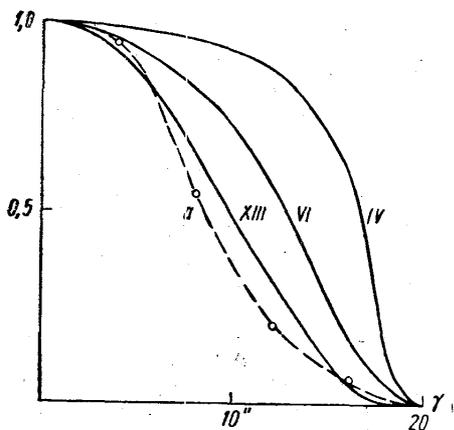


Рис. 4

Чтобы получить распределение на выходе элемента A , нужно просуммировать (2) по n слоям

$$I_n(\gamma + \Delta i) = \sum_{k=1}^n \sum_{\alpha_{k-1}, \delta i} I(\alpha_{k-1})\omega_{\text{н}}^k(\delta i). \quad (3)$$

При выводе этих формул мы не учитывали тот элемент a на границе элемента A , в который вошел световой луч. Поэтому формула (3) дает вероятность того, что все лучи, вошедшие в A , вышли по направлению $\gamma + \Delta i$. Соответственно число наблюдаемых ярких пятен (в зависимости от углового расстояния от солнечного диска) должно подчиняться распределению (3). Распределение (3) было вычислено для простейшего случая, когда $\omega(\delta i) = \frac{1}{2}$ для $\delta i = +\Delta i$, $\omega(\delta i) = \frac{1}{2}$ для $\delta i = -\Delta i$, $\omega(\delta i) = 0$ для прочих значений δi . В таких условиях луч может быть отклонен от своего первоначального направления на угол, не больший $n\Delta i$. Результаты расчетов приведены на рис. 4. Здесь даны сглаженные кривые распределения,

римскими цифрами указано число слоев n ; кривые рассчитывались для $n\Delta i = 20''$; по оси абсцисс отложен угол γ , по оси ординат — вероятность наблюдения светлого пятна.

Далее подсчитывалось число ярких пятен на экране M_2 для различных угловых расстояний диафрагмы O_2 от края диска Солнца. Предельное угловое расстояние, на котором еще встречаются пятна, порядка $20''$. Этот угол мы должны приравнять $n\Delta i$, где n есть число элементов первого порядка, расположенных на луче зрения в элементе второго порядка. На рис. 4 приведена наблюдавшаяся зависимость числа светлых пятен от углового расстояния диафрагмы O_2 от края изображения диска Солнца; числа пятен даны в единицах количества пятен для $\gamma=0$. Как видно из рис. 4, наблюдавшаяся (кривая a) и теоретическая зависимости качественно совпадают друг с другом, несмотря на большие упрощения, сделанные при выводе теоретической зависимости. Таким образом, мы можем считать, что наши предположения о структуре элемента второго порядка качественно оправдываются.

Из измерений было получено, что средний размер светлого пятна (т. е. элемента второго порядка) равен $2,5$ см. Вместе с тем из рис. 4 видно, что наблюдавшаяся и теоретическая кривые достаточно хорошо совпадают для $n=13$. Отсюда для среднего размера элемента первого порядка получаем величину $0,2$ см. Из сказанного следует, что на эту величину необходимо смотреть как на качественную оценку размеров элементов первого порядка.

В теории локальной турбуленции указывается [3, 4, 5] на существование наименьших по размерам вихрей в турбулентном потоке. Размер этих вихрей определяет внутренний масштаб турбулентного потока. Если рассматривать элементы первого порядка как минимальные вихри, то их размер, как это определено выше, должен быть порядка нескольких миллиметров. Такое значение величины внутреннего масштаба турбулентности совпадает (по порядку величины) с определениями внутреннего масштаба другими методами [см. 6]; по данным А. М. Обухова [7], эта величина порядка $0,5$ см. Таким образом, согласие в значениях величины (внутренний масштаб турбулентности), определенной нами и другими авторами, можно считать удовлетворительным.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кожевников Н. И. НДВШ, № 3, 143, 1958.
2. Кожевников Н. И. «Вестн. Моск. ун-та», сер. мат., мех., astron., физ., химии, № 4, 27, 1958.
3. Обухов А. М. «Изв. АН СССР», сер. физическая, VI, № 1—2, 1942.
4. Колмогоров А. Н. ДАН СССР, XXX, № 4, 1941.
5. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. М., 1954.
6. Godecke K. Ann d. Hydrographie N. X., 5, 400, 1936.
7. Обухов А. М. ДАН СССР, 67, № 4, 1949.

Поступила в редакцию
25. 9 1961 г.

Кафедра
астрофизики