

УДК 520.16

Влияние атмосферного дрожания на размеры фотографических изображений звезд

И. Г. Колчинский

Даны оценки влияния турбулентного размытия и дрожания изображений звезд в телескопах на размеры их фотографических изображений. Сделан вывод о том, что влияние вышеуказанных факторов мало по сравнению с рассеянием света в фотографической эмульсии.

THE INFLUENCE OF ATMOSPHERIC TREMOR ON THE SIZES OF PHOTOGRAPHIC IMAGES OF STARS, by Kolchinskij I. G.— The influence of turbulent blurring and image motions on the sizes of photographic images of stars is estimated. The conclusion is made that the effect of the above factors is small in comparison with the light scattering in the photographic emulsion.

В статье [5] приведены данные о размерах изображений звезд на пластинках широкоугольных астрографов. Из этой работы следует, что диаметры изображений звезд на широкоугольных астрографах ($D=40$ см, $F=2$ и 3 м) в диапазоне звездных величин от 7 до 14 при экспозиции 20 мин изменяются в пределах от нескольких сот до нескольких десятков мкм. При переходе от $F=2$ м к $F=3$ м диаметры изображений в среднем увеличиваются в 1.27 раза, что указывает на известный вклад в размеры изображения факторов, не связанных с угловым рассеянием лучей, приводящим к турбулентному размытию или дрожанию. Размеры изображений даже слабых звезд при указанной экспозиции в несколько раз превышают среднее квадратичное значение дрожания изображения на умеренных зенитных расстояниях, а для ярких звезд они в десятки раз больше. Представляет интерес не только сравнение полученных на разных инструментах результатов, но и выявление факторов, от которых зависит диаметр изображения. Если зафиксировать блеск звезды и диаметр объектива, не принимая во внимание его aberrаций, требующих особого исследования, то в число факторов, влияющих на диаметр изображения, следует включить:

1. Дифракцию световой волны, приводящую к хорошо известной из теории структуре изображения с центральным «диском», окруженным кольцами.

2. Турбулентное размытие изображения, связанное со сравнительно высокочастотными искажениями фронта световой волны, масштабы которых существенно меньше диаметра объектива.

3. Увеличение диаметра изображения при достаточно больших экспозициях, являющееся следствием дрожания его как целого. При этом смещение изображения в поле зрения телескопа (или на пластинке) вызывается неоднородностями фронта световой волны, масштабы которых сравнимы с диаметром объектива или больше его. В общем, оно соответствует относительно низкочастотным флуктуациям на фронте волны.

4. Рассеяние света в фотографической эмульсии. Влияние турбулентности атмосферы на размытие изображения и его дрожание теоретически рассмотрены В. И. Татарским [7] и А. А. Черновым [9, 10]. Сравнение теоретических оценок дрожания с наблюдательными данными проведено автором [4], а также в других работах.

Фотографическое рассеяние в эмульсионном слое было подробно изучено Фризером [8] и другими. Величина этого эффекта существенно зависит от характеристик эмульсионного слоя, главным образом — от его зернистости. Приведенные в литературе оценки могут быть использованы только для определения порядка величины эффекта. Шеффлер [11], используя результаты [9, 10], получил формулы для распределения освещенности в фокальном изображении звезды с учетом эффектов турбулентности и

фотографического рассеяния (совместно). Эти формулы применены им только для оценок диаметров изображений звезд предельной для данного телескопа величины. Вопрос о влиянии всех рассматриваемых факторов на зависимость размеров изображений от блеска и выдержки достаточно сложен по причине взаимосвязи всех влияний, особенно в сочетании с эффектом аббераций объектива. И. И. Брейдо пришла к выводу, что основным фактором, влияющим на размеры изображений звезд является дрожание изображений, а не рассеяние в эмульсии [1].

Заметим, что между факторами размытия и дрожания изображений, с одной стороны, и рассеянием в эмульсии, с другой, имеется существенное различие в том отношении, что размытие и дрожание изменяют угловое распределение падающего на объектив телескопа излучения, в то время как рассеяние — линейный эффект в плоскости пластинки. Поэтому на пластинке эффекты размытия и дрожания будут увеличиваться пропорционально фокусному расстоянию, а относительное влияние рассеяния будет уменьшаться.

В данной работе особое внимание обращено на факторы турбулентного размытия и дрожания изображения и зависимость его диаметра от звездной величины.

Турбулентное размытие изображения звезды. Для оценки размеров изображения в случае турбулентного размытия используем результаты теорий, основанных на корреляционном описании статистической структуры атмосферной турбулентности, в частности показателя преломления воздуха (см., например, [9]). Прежде чем переходить к применению конкретных формул, заметим, что любая теория изображения звезды в телескопе, как обычная дифракционная, так и ее усложненные варианты, связанные с учетом показателя преломления, приводят к «изображению» бесконечных размеров. Действительно, рассеяние прошедшей через объектив световой энергии по площади экрана или фотопластинки описывается бесконечным рядом, члены которого зависят от координат x , y в этой плоскости и убывают до нуля на бесконечности. Именно так обстоит дело в теории образования дифракционного изображения, где радиусом диска звезды условно считается радиус первого дифракционного минимума. Малыми возмущениями поля на больших расстояниях пренебрегают. Аналогичным подходом целесообразно воспользоваться, применяя теории, учитывающие влияние турбулентности. Считаем, что распределение световой энергии по полю пластинки зависит только от одного параметра — расстояния r от центра изображения, который мы принимаем совпадающим с фокальной точкой. Пусть убывающая функция $f(r)$ описывает это распределение, причем $\lim_{r \rightarrow \infty} f(r) = 0$. Чтобы оценить величину диаметра изображения, условно фиксируем его границу. Например, если $f(r) = A \exp(-\beta r^2)$, где β и A постоянные (A — нормирующий множитель), то можно было бы границей изображения ($r = r^*$) считать те его участки, в которых $f(r)$ составляет определенную долю $f(0)$, например, где

$$f(r^*)/f(0) = e^{-1}, \quad (1)$$

откуда можно найти r^* .

Однако более определенной и естественной могла быть такая оценка, при которой теоретической границей изображения считаются те его участки, где световая энергия от звезды, падающая на единицу площади пластинки, сравнима с энергией, приходящей от фона неба за время выдержки. Оценки абсолютного числа фотонов от звезды m -й величины (например в системе V), падающих в интервале $\Delta\lambda = 0.1$ нм, на 1 см^2 объектива телескопа в 1 с , в фотометрии имеются, так же как и для числа фотонов от фона неба с квадратной угловой секунды, при тех же условиях. Сравнение с фоном неба может иметь смысл только в случае, когда речь идет об изображениях звезд, образованных лучами, спектральный диапазон которых близок к дающему существенный вклад в свечение ночного неба. Это могут быть лучи, соответствующие системе V . Конечно, яркость фона неба зависит от ряда причин и может изменяться в одном и том же месте. Но, как будет видно из дальнейшего, на наши результаты это существенно не повлияет, тем более, что мы хотим получить только оценки и уточнить порядок величин.

Другой критерий для нахождения границы изображения можно получить, сравнивая число фотонов, падающих от звезды m -й величины в определенном интервале длин волн на единицу площади объектива в единицу времени, с аналогичным числом для предельно слабой звезды, зарегистрированной на данном телескопе. Зная прибли-

зительно размеры ее изображения, можно получить число фотонов, регистрируемых пластинкой на пределе (на единицу площади изображения) и сравнить его с числом фотонов, попадающих на площадку такого же размера в изображении более яркой звезды m -й величины на расстоянии r^* от его центра.

Расчет световой энергии, падающей на некоторый малый участок изображения звезды, проводится с учетом влияния $f(r)$, которую можно назвать «функцией рассеяния». Ее вид определяется природой явления рассеяния в каждом конкретном случае.

Согласно [9], среднее распределение интенсивности в изображении звезды, размытом атмосферной турбулентностью, определяется формулой:

$$\overline{p^*p} = I \exp(-\beta r^2), \quad (2)$$

где $\overline{p^*p} = |\overline{p^2}|$ — среднее значение квадрата поля ($*$ — обозначает сопряженную величину), I — интенсивность в фокусе,

$$\beta = \alpha^{-1} (k^2 a^2 / 4F^2), \quad (3)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ (λ — длина волны), a — масштаб корреляции флуктуаций в гауссовом законе, F — фокусное расстояние объектива, α — параметр, определяемый характеристиками атмосферной турбулентности, оценка которого дана ниже. Величина $\overline{p^*p}$ измеряется приборами, ее можно принять пропорциональной среднему числу фотонов, падающих на единицу площади на расстоянии r от центра изображения. Интенсивность I в фокусе при наличии турбулентности определяется формулой:

$$I = \pi a^2 h^2 \alpha^{-1} \lambda^{-2} F^{-2} A_0^2 = \beta \pi^{-1} h^2 A_0^2, \quad (4)$$

где h — сторона квадратной диафрагмы, для которой производится расчет в [9]. Отождествим ее с диаметром объектива D , так как наши оценки приближительны и замена квадратного отверстия на круглое соответствующего размера не имеет существенного значения. Общий поток энергии через диафрагму линзы определяет интеграл:

$$\int_0^\infty \overline{p^*p} 2\pi r dr = A_0^2 h^2, \quad (5)$$

где A_0^2 — оток энергии на единицу поверхности диафрагмы. Подставляя значение $\overline{p^*p} = I \exp(-\beta r^2) = \beta \pi^{-1} h^2 A_0^2 \exp(-\beta r^2)$ и учитывая, что $\beta \pi^{-1} \int_0^\infty \exp(-\beta r^2) 2\pi r dr = 1$, видим, что $\beta \pi^{-1} \exp(-\beta r^2)$ можно считать нормированной функцией распределения общего числа фотонов по площади изображения. Положим теперь $\beta = 1/\sigma^2$, где σ выражено в мкм, и выберем в качестве единицы площади на расстоянии r от центра изображения 1 мкм^2 . Тогда, обозначая через $N(m, r)$ число фотонов, приходящихся на 1 мкм^2 изображения от звезды m -й величины на расстоянии r от центра, получим:

$$N(m, r) = (1/\pi\sigma^2) [\exp(-r^2/\sigma^2)] \cdot N(m), \quad (6)$$

где $N(m)$ — общее число фотонов, участвующих в образовании изображения, т. е. падающих на объектив телескопа от звезды m -й величины за время выдержки t . Правую часть равенства (6) можно приравнять либо числу фотонов от фона N_Φ , падающих на 1 мкм^2 изображения звезды, либо числу фотонов, падающих на такую же площадь предельно обнаружимого изображения звезды, которое обозначим через $N_{\text{пред}}$. Полученные в обоих случаях уравнения должны быть решены относительно r . Таким образом, в первом случае

$$N(m) \cdot (\pi\sigma^2)^{-1} \exp(-r^2/\sigma^2) = N_\Phi \quad (7)$$

откуда

$$r^2 = \sigma^2 \cdot 2.303 (\lg N(m)/N_\Phi - \lg \pi - \lg \sigma). \quad (8)$$

Во втором случае в формулу (7) следует подставить вместо N_Φ величину $N_{\text{пред}}$.

Оценка величины σ^2 на основе теории А. А. Чернова [9]. В этой теории параметр α определяется формулой:

$$\alpha = \sqrt{\pi} \langle \mu'^2 \rangle (2\pi/\lambda)^2 aL, \quad (9)$$

где $\langle \mu'^2 \rangle$ — среднее значение квадрата флуктуаций показателя преломления в атмосфере, которое для приблизительной оценки будем считать одинаковым для всей толщи атмосферы, L — длина пути, проходимого лучом света в атмосфере ($L \sim \sec z$, где z — зенитное расстояние звезды).

Для оценки $\langle \mu'^2 \rangle$ можно воспользоваться имеющимися в литературе данными. Однако мы воспользуемся тем, что в рассматриваемой теории среднее значение квадрата амплитуды дрожания изображения $\langle \vartheta^2 \rangle$ определяется формулой:

$$\langle \vartheta^2 \rangle = 4 \sqrt{\pi} \langle \mu'^2 \rangle a^{-1} L. \quad (10)$$

Подставляя на основании этой формулы значение $\langle \mu'^2 \rangle L$ в формулу для α , получаем, что

$$\alpha = \pi^2 a^2 \lambda^{-2} \langle \vartheta^2 \rangle \quad (11)$$

и, сравнивая (11) с формулой (3), видим, что

$$\beta = (F^2 \langle \vartheta^2 \rangle)^{-1}. \quad (12)$$

Таким образом

$$\sigma = F \sqrt{\langle \vartheta^2 \rangle} \quad (13)$$

— среднее квадратичное значение дрожания изображения в линейной мере для телескопа с фокусным расстоянием F . Относительно $\langle \vartheta^2 \rangle$ нужно сделать два замечания: во-первых, из наблюдений дрожание изображения обычно определяется только по одной координате. Поскольку в нашем случае нужно взять дрожание в радиальном направлении, приводимые в литературе данные следует увеличить для получения σ в $\sqrt{2}$ раза. Во-вторых, для оценки размытия изображения нужно иметь в виду, что оно определяется неоднородностями, масштаб которых a , существенно меньше D . Что же касается дрожания изображения как целого, то оно определяется неоднородностями показателя преломления, масштаб которых сравним с D . Для оценки размытия изображения в большом телескопе, очевидно, в качестве $\langle \vartheta^2 \rangle$ нужно брать таковое для телескопа с возможно меньшим диаметром, который соответствует неоднородностям с достаточно малым масштабом a . Если турбулентное рассеяние изображения оценивается для телескопа с $D=40$ см, то $\langle \vartheta^2 \rangle$ следует брать для телескопа с $D' (=a) = 5-10$ см. Неточное знание a или D' мало повлияет на значение β , так как $\langle \vartheta^2 \rangle$ изменяется пропорционально $D^{-1/3}$. Если положить $a=D'=5$ см, то получится $\langle \vartheta^2 \rangle (D=5 \text{ см}) = \langle \vartheta^2 \rangle (D=40 \text{ см}) 8^{1/3} = 2 \langle \vartheta^2 \rangle (D=40 \text{ см})$.

Используем данные наблюдений. Для объектива с $D=40$ см в зените среднее квадратичное дрожание, определенное по «следам» звезд (т. е. σ_y , где y — соответствует отклонению от среднего направления следа), равно $0.36''$ [4]. При зенитном расстоянии $40-50^\circ$ это число нужно увеличить в $\sqrt{\sec z}$ раз, т. е. при $z=45^\circ$ в 1.2 раза, еще в $\sqrt{2}$ раза для перехода к радиальным отклонениям и еще в $\sqrt{2}$ раза для перехода к объективу с $D=5$ см. Таким образом, при $z=45^\circ$ имеем $\sqrt{\langle \vartheta^2 \rangle} \approx 0.86''$, что при $F=2$ м даст ~ 8.6 мкм.

Оценка отношения $N(m)/N_\Phi$. Для звезды m -й величины в системе V, за пределами земной атмосферы в длине волны $\lambda=0.5560$ мкм получаем, что общее число фотонов в интервале 0.1 нм, падающих на объектив площади D^2 за время экспозиции t , будет [6, с. 102]:

$$N(m) = 10^{-0.4m+4} \cdot D^2 t, \quad (14)$$

где D в см, t в с. Число фотонов от фона неба, собираемое объективом площади D^2 за время t и попадающее на 1 мкм² изображения, равно:

$$N = D^2 t \cdot N_\Phi / F^2 \sin^2 1'', \quad (15)$$

где N_Φ — число фотонов, падающих от фона неба с 1 угловой квадратной секунды на площадь 1 см² за 1 с в интервале $\Delta\lambda=0.1$ нм, F — фокусное расстояние объектива, измеренное в мкм [6, с. 102]. Из сравнения (14) и (15) следует, что в интервале 0.1 нм доля фотонов от фона неба, падающих на 1 мкм² изображения, по отношению к числу фотонов от звезды определяется формулой:

$$N_\Phi / Nm = (N_\Phi / F^2 \sin^2 1'') \cdot 10^{0.4m-4}. \quad (16)$$

Подставляя (16) в (7), получаем:

$$(\pi\sigma^2)^{-1} \exp(-r^2/\sigma^2) = N_\phi/Nm = (N_\phi/E^2 \sin^2 1'') \cdot 10^{0.4m-4}. \quad (17)$$

Логарифмируя, получаем:

$$r^2/\sigma^2 = (\lg e)^{-1} [2\lg(F \sin 1'') + (4 - 0.4m) - \lg \pi - 2 \lg \sigma - \lg N_\phi], \quad (18)$$

где $F \sin 1''$ при $F = 2.10^6$ мкм равно 9.7 мкм, $N_\phi = 1.6 \cdot 10^{-5}$.

Таким образом, окончательно получим:

$$r^2/\sigma^2 = 2.303 (10.27 - 2 \lg \sigma - 0.4 m). \quad (19)$$

σ в принятых нами единицах равно 8.6 мкм, $\lg \sigma = 0.9345$. Таким образом

$$r = 8,6 \sqrt{19.35 - 0.92 m}. \quad (20)$$

Как видно, $r=0$ при $m \sim 21$, т. е. мы получаем оценку предельной величины звезды. Турбулентное размытие изображения звезды 21-й величины будет таким, что в центре изображения число квантов от звезды сравнимо с числом квантов от фона неба. В случае звезды 8-й величины действие турбулентного размытия простирается на расстояние 30 мкм, что значительно меньше наблюдаемых радиусов фотографического изображения при экспозициях от нескольких минут и более.

Реальная предельная величина звезд на широкоугольных астрографах Цейса с $D=40$ см, $F=2$ м при экспозициях 20—30 мин находится в пределах 16—17^m [5].

Воспользуемся формулой (7) и подставим туда $N_{\text{пред}}$. Чтобы оценить эту величину, предположим, что при данной экспозиции t наиболее слабые звезды, обнаруживаемые на пластинке, имеют в среднем блеск q , а их диаметр (в мкм) равен d_q . Тогда на 1 мкм² изображения этих звезд, в среднем, будет попадать около N_q/d_q^2 фотонов. Множитель $D^2 t$ опускаем, потому что он также войдет в оценку числа фотонов от звезды m -й величины, с которым будет производиться сравнение. Таким образом, границей изображения звезды m -й величины является такое значение r , при котором

$$N(m, r) = N(q)/d_q^2 = (\pi\sigma^2)^{-1} \exp(-r^2/\sigma^2) N(m), \quad (21)$$

Если положить $q=16$ (пластинки ORWO ZU-2), то $d_q \approx 40$ мкм. Тогда

$$N(16) = 10^{-0.4 \cdot 16 + 4}, \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{мм}^{-1}, \quad (22)$$

или

$$N_{\text{пред}} = 0.63 \cdot 10^{-5.4}, \text{ мм}^{-1} \cdot \text{мкм}^{-2} \quad (23)$$

(опуская множитель $D^2 t$).

Нетрудно вычислить, что $\lg(N(m)/N_{\text{пред}}) = 9.6 - 0.4 m$.

Представляя значение этого логарифма в формулу (8), получаем:

$$r = 8.9 \sqrt{16.64 - 0.92 m}. \quad (24)$$

Таким образом значение m , при котором $r=0$, в данном случае получилось равным ~ 18 . Заметим, что оно и не должно равняться исходному наблюдаемому значению, на которое кроме турбулентного размытия влияют еще и другие факторы и использованному только для оценки $N_{\text{пред}}$. Однако для звезды 8-й величины r оказывается равным ~ 19 мкм, что не намного отличается от полученной ранее оценки — 22 мкм.

Влияние дрожания изображения на его диаметр в случае сравнительно длительной экспозиции. При экспозиции, продолжительность которой значительно больше характерного периода дрожания (~ 1 с), диаметр изображения звезды на пластинке определяется случайными смещениями всего диска турбулентного размытия в плоскости пластинки. Обозначим диаметр этого диска через $d_{\text{турб}}$ (его можно оценить на основе предыдущего расчета). Тогда среднее число фотонов в единичной полосе частот, приходящееся на единицу площади этого изображения, за время экспозиции t от звезды m -й величины, освещающей объектив диаметра D , равно:

$$N(m) \cdot D^2 t / d_{\text{турб}}^2. \quad (25)$$

В результате дрожания эти фотоны распределены относительно центра изображения (удерживаемого в одном положении гидрированием, которое мы считаем идеальным)

согласно функции распределения

$$f(x, y) = (2\pi\sigma_x\sigma_y^{-1}) \exp[-(x^2/\sigma_x^2 + y^2/\sigma_y^2)], \quad (26)$$

где σ_x и σ_y — средние квадратичные значения дрожания по обеим координатам x и y (фактически по α и δ). Границей изображения считаем, как и прежде, то расстояние от центра, при котором число фотонов от звезды m -й величины сравнимо с числом фотонов от фона неба за время экспозиции. Следовательно, опуская множитель D^2t , имеем:

$$N(m)/d_{\text{турб}}^d \cdot f(x, y) = N_{\phi}/F^2 \sin^2 1''. \quad (27)$$

Слева и справа стоит число фотонов, приходящихся на 1 мкм² изображения. При $\sigma_x = \sigma_y$ и полагая $x^2 + y^2 = r^2$, получим:

$$N(m)/d_{\text{турб}}^2 \cdot (2\pi\sigma^2)^{-1} \exp(-r^2/2\sigma^2) = N_{\phi}/F^2 \sin^2 1''. \quad (28)$$

Прологарифмируем формулу (28) и, подставив известные величины, решим уравнение относительно r . В качестве параметра дрожания σ примем величину $0.36'' \cdot 1.2 \cdot 2 = 0.61''$, что при $F=2$ м соответствует 6 мкм. Множители 1.2 и $\sqrt{2}$ учитывают значение $\sqrt{\sec z}$ при $z=45^\circ$ и переход к радиальным отклонениям.

Для $F=2$ м $F \sin 1'' \sim 10$ мкм. В качестве значений d воспользуемся полученными нами оценками турбулентного размытия для различных звездных величин m (20). Получаем:

$$r^2/\sigma^2 = 4.608 (8.45 - 0.4m - 2 \lg d). \quad (29)$$

Отсюда следует, что турбулентное размытие приводит к несколько большим оценкам диаметров, чем дрожание изображений при длительной экспозиции. Это увеличение является следствием того, что параметр σ в первом случае принимался равным 8.6 мкм, а во втором — 6 мкм. Однако выраженное в величинах σ значение радиуса изображения для звезды нулевой величины равно $\sim 4\sigma$, а во втором случае $\sim 5\sigma$. Предельные величины по формулам (29) и (20) получились существенно различными, так как в формуле (29) есть член $2 \lg d$, учитывающий размеры турбулентного диска.

Влияние функции рассеяния в эмульсии пластинки на размер фотографического изображения. В качестве такой функции можно принять следующее выражение для $f(r)$:

$$f(r) = 3.37 k^{-2} K_0 (4.6 r/k). \quad (30)$$

Здесь K_0 — модифицированная функция Бесселя второго рода нулевого порядка, k — постоянная (выраженная в мкм) [3, с. 20; 8, с. 155], $f(r)$ — нормирована так, чтобы $\int_0^{\infty} f(r) r dr = 1$. Величина k должна исследоваться для каждой конкретной эмульсии,

результаты общих исследований показывают, что k заключено в пределах 50—80 мкм [3, 8]. Примем $k=80$ мкм. Подставляя в формулу, аналогичную (7), данные для N_{ϕ} и $N(m)$, и выражение для $f(r)$, можно получить, при принятых ранее величинах для $m=8$, следующую оценку для K_0 :

$$K_0 (4.6 r/k) = 4.84 \cdot 10^{-5}. \quad (31)$$

Пользуясь таблицами функции K_0 получаем, что r должно быть равно ~ 160 мкм. Взяв нижний предел для $k \sim 50$ мкм получаем $K_0 = 1.88 \cdot 10^{-5}$, откуда следует, что r должно быть ~ 108 мкм. Таким образом, при указанных значениях параметра k влияние рассеяния в эмульсии на размеры изображения оказывается большим, чем в случае турбулентного размытия и дрожания. Трудно сказать, каково значение k для использовавшихся в нашем случае пластинок ORWO ZU-21. В работе [11] используется значение $k=37$ мкм. Это значение все еще велико в сравнении с использованными нами значениями параметров дрожания, не превышающих 10 мкм.

То, что при явлениях турбулентного размытия и дрожания радиусы соответствующих дисков — порядка нескольких σ , вполне естественно при принятых экспоненциальных функциях распределения. Как нам кажется, вывод, сделанный в [2] о том, что размеры изображений не только слабых, но и ярких звезд, в основном определяются турбулентными эффектами, требует пересмотра. Роль рассеяния в эмульсии, по-видимому, значительнее.

В данной работе рассмотрено влияние различных факторов рассеяния для звезд разной величины только при одинаковых диаметрах объектива и временах экспозиции. При росте этих параметров размеры изображения будут, конечно, увеличиваться, так как будет образовываться диффузный ореол, граница которого распространяется все дальше от центра изображения. Оценка размеров изображений в этих случаях потребует более тонких расчетов с учетом характеристик фотографического рассеяния в эмульсии, а также специальных экспериментов.

1. *Брейдо И. И.* Разрешающая способность фотоматериалов к точечным изображениям и рост диаметра фотографического изображения точки с увеличением освещенности.— Астрон. журн., 1971, 48, вып. 2, с. 425—434.
2. *Брейдо И. И.* Оценка роли рассеяния света фотографическим слоем в увеличении диаметра фотографического изображения ярких звезд на негативах 6-метрового телескопа.— Астрон. циркуляр, 1979, № 1073, с. 2—4.
3. *Вендровский К. В., Вейцман Л. И.* Фотографическая структурометрия.— М.: Искусство, 1982.—267 с.
4. *Колчинский И. Г.* Оптическая нестабильность земной атмосферы по наблюдениям звезд.— Киев: Наук. думка, 1967.—182 с.
5. *Колчинский И. Г., Пакуляк Л. К.* Сравнение диаметров изображений звезд на широкоугольных астрографах.— Кинематика и физика небес. тел, 1985, 1, № 3, с. 64—70.
6. *Михельсон Н. Н.* Оптические телескопы. Теория и конструкция.— М.: Наука, 1976.—102 с.
7. *Татарский В. И.* Распространение волн в турбулентной атмосфере.— М.: Наука, 1967.—548 с.
8. *Фризер Х.* Фотографическая регистрация информации.— М.: Мир, 1978.—670 с.
9. *Чернов Л. А.* Распространение волн в среде со случайными неоднородностями.— М.: Наука, 1958.—159 с.
10. *Чернов Л. А.* Волны в случайно-неоднородных средах.— М.: Наука, 1975.—172 с.
11. *Scheffler H.* Struktur und Nachweisgrenze teleskopischer Sternbilder.— Z. Astrophys., 1964, 58, N 3, S. 170—185.

Глав. астрон. обсерватория АН УССР,
Киев

Поступила в редакцию 06.12.84