

О ПРИРОДЕ НИЗКОЧАСТОТНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ В ДРОЖАНИИ ЗВЕЗД

Н. Ф. Нелюбин

Исследуется вопрос о низкочастотной составляющей в дрожании звезд. Исходя из того что основной вклад в дрожание вносит приземный слой атмосферы, рассматриваются некоторые физические явления в этом слое, приводящие к низкочастотным колебаниям видимого положения звезд. Получены количественные оценки влияния флуктуаций плотности, угла наклона слоев равной плотности и скорости ветра в приземном слое на величину дрожания.

A problem of the low-frequency component in the stellar image tremor is investigated. On the basis that the main contribution to the image tremor is made by the ground layer of the atmosphere some physical phenomena in the layer are considered resulting in the low-frequency fluctuations of apparent positions of stars. Quantitative estimates are obtained of the effect of density fluctuations, of an inclination angle of layers of equal density, and of wind velocity in the ground layer on the amount of the image tremor.

Дрожанием обычно называют флуктуации видимого положения источников света, обусловленные состоянием атмосферы на пути светового луча. Природа этого явления вполне удовлетворительно может быть объяснена рефракцией света на атмосферных неоднородностях, коэффициент преломления которых является функцией состояния атмосферы и в каждый момент отличен от коэффициента преломления соседних участков атмосферы.* К настоящему времени достаточно полно исследован вопрос лишь о высокочастотной составляющей ($>10^{-1} \div 10^{-2}$ гц) колебаний рефракции. Соответствующая теория дрожания детально разработана на основе гипотезы локально-изотропной турбулентности атмосферы [4—7]. Область низкочастотных колебаний рефракции, представляющая значительный интерес для практических целей астрономии, остается мало исследованной.

В настоящей работе будут рассмотрены некоторые физические явления в приземном слое атмосферы, приводящие к случайным колебаниям рефракции с частотами порядка $10^{-1} \div 10^{-2}$ гц и меньшими.

ОБ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ДРОЖАНИЙ В РАМКАХ ГИПОТЕЗЫ ЛОКАЛЬНО-ИЗОТРОПНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ АТМОСФЕРЫ

Известно, что турбулентная атмосфера является оптически неоднородной средой, вследствие чего возникают флуктуации видимого положения источника света (флуктуации угла прихода световых лучей). В случае локально-изотропной турбулентности величина флуктуаций угла прихода световых лучей σ''_T от звезды в фокусе телескопа составляет

$$\sigma''_T = 2.72 (P/T^2) C_T H^{1/2} D^{-1/6} \quad (H < l_0^2/\lambda). \quad (1)$$

* При определенных условиях дрожание может быть объяснено дифракцией света на атмосферных неоднородностях (см., например, [1—4] и др.).

Здесь P — давление в мб, T — средняя температура в °К, C_T — структурный температурный коэффициент в °К/см^{1/3}, $H=H_0 \sec z$ — длина пути света в турбулентной среде в см (H_0 — толщина слоя, в котором C_T существенно убывает, z — зенитное расстояние звезды), D — диаметр входного отверстия телескопа в см; неравенство в скобках означает, что при расстояниях, проходимых светом в турбулентной среде, больших l_0^2/λ (l_0 — минимальный размер неоднородностей), необходимо учитывать дифракционные эффекты. Все величины, входящие в (1) (за исключением D), должны определяться по данным зондирования атмосферы, что, естественно, вызывает затруднения в практическом использовании этой формулы. Толщина слоя атмосферы H_0 , ответственного за наблюдаемую величину дрожания, порядка сотен метров. По оценкам И. Г. Колчинского [6], например, H_0 оказывается равной примерно 400 м.

По поводу формулы (1) необходимо сделать следующие замечания.

1. Из этой формулы следует, что величина дрожания пропорциональна $\sqrt{\sec z}$, тогда как многочисленные наблюдения показывают [6], что эта зависимость в разных пунктах неодинакова. В частности, в районе установок БТА имеют место такие зависимости угла турбуленции t''_z и дрожания σ''_z от зенитного расстояния [8, 9]:

$$t''_z = t''_0 + k_1 \operatorname{tg} z, \quad (2)$$

$$\sigma''_z = \sigma''_0 + k_2 \operatorname{tg} z \quad (3)$$

(k_1 и k_2 в сек. дуги). Зависимости, аналогичные (2) и (3), обнаружены и в других местах [10—16],* резко различающихся по географо-климатическим условиям.

2. Ввиду того что число наблюдений величины дрожания с телескопами разных диаметров очень ограничено для данного пункта, нет полной уверенности в том, что величина дрожания будет пропорциональна $D^{-1/2}$, как это следует из формулы (1). Так, например, наблюдения Брандта [17] показывают, что дрожание края солнечного диска пропорционально примерно $D^{-1/2}$.

3. Имеются указания на то, что гипотеза локально-изотропной турбулентности не всегда подтверждается наблюдениями [18—22], особенно для нижних слоев атмосферы. Влияние же приземного слоя на размер и характер звездных изображений отмечается многими авторами [23—30]. Таким образом, применение формулы (1) для вычисления величины дрожания в реальных условиях не всегда оправдано, в особенности для случая низкочастотной составляющей дрожания, когда применение этой формулы ограничено самой постановкой задачи.

ЭФФЕКТЫ ПРИЗЕМНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ

Рассмотрим более подробно влияние приземного слоя атмосферы на величину дрожания, и в частности — на низкочастотную его составляющую.

1. Запишем уравнение оптической плотности ρ для приземного слоя в виде

$$\rho = \bar{\rho}/\bar{\rho}_0 = (T_0/P_0)(P/T), \quad (4)$$

где $\bar{\rho}$ — плотность воздуха в данный момент, определяемая уравнением состояния идеального газа, $\bar{\rho}_0$ — средняя плотность в приземном слое, T_0 и P_0 — средние, T и P — текущие значения температуры и давления. Величину $K=T_0/P_0$ обычно относят к стандартной атмосфере ($T_0=273^\circ \text{ К}$,

* В работе [14] показано, что $\sigma''_z \sim \sec z$; по нашему же мнению, формула (3) лучше описывает наблюдаемую зависимость величины дрожания от зенитного расстояния.

$P_0=1000$ мб на уровне моря); в этой работе мы будем использовать средние значения T_0 и P_0 за 1961—1966 гг. для района установки БТА ($T_0=274.3^\circ$ К, $P_0=769.6$ мб, высота над уровнем моря 2200 м).

Будем считать, что плотность (и коэффициент преломления) можно представить в виде суммы среднего значения за длительный промежуток времени $\rho_0(n_0)$ и отклонений от среднего $\Delta\rho(\Delta n)$, т. е.

$$\rho = \rho_0 + \Delta\rho \quad (n = n_0 + \Delta n). \quad (5)$$

Дифференцируя (4), найдем при $\Delta T = T - T_0$, $\Delta P = P - P_0$ * выражение для $\Delta\rho$:

$$\Delta\rho = K(P T_0 - P_0 T) / T^2. \quad (6)$$

На рис. 1 дана зависимость наблюдаемой величины дрожания в зените σ_0'' (для разных интервалов усреднения) от величины флуктуаций плотности $|\Delta\rho|$. Как видим, наблюдается довольно отчетливая линейная зависимость величины дрожания от флуктуаций плотности в приземном слое. Большой разброс точек около линии регрессии для суточных значений обусловлен, очевидно, как меньшей точностью суточных значений по сравнению со среднемесячными, так и тем, что с уменьшением интервала наблюдений большую роль начинает играть мелкомасштабная турбулентность и применение формулы (6) для определения флуктуаций плотности становится некорректным. В случае же крупномасштабной турбулентности, определяемой деятельностью атмосферы в больших масштабах (вплоть до планетарных), применение формулы (6) является целесообразным.

Как видно из рис. 1, σ_0'' можно представить следующим образом:

$$\sigma_0'' = A_0 + A_1 |\Delta\rho|. \quad (7)$$

Коэффициенты A_0 и A_1 (в сек. дуги) для соответствующих интервалов усреднения имеют следующие значения:

	Месяц	Декада	Сутки
A_0	0.15	0.13	0.17
A_1	4.96	5.15	4.22

Как видим, величина их мало меняется с величиной интервала усреднения.

Поскольку дрожание имеет рефракционную природу, то нетрудно получить из уравнения рефракции зависимость величины дрожания от зе-

* В величину P введена поправка за упругость водяных паров $e = BE$, где B — относительная влажность воздуха, E — упругость водяных паров в состоянии насыщения, зависящая от температуры [31, 32].

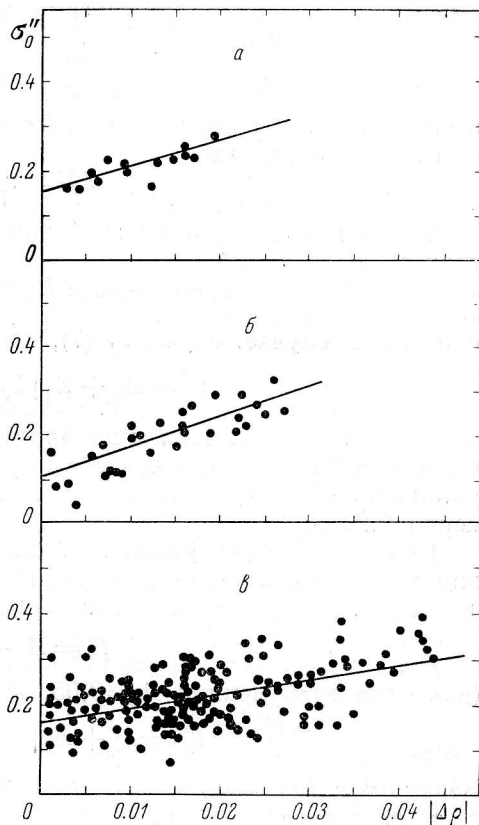


Рис. 1. Зависимость дрожания σ_0'' от флуктуаций плотности $|\Delta\rho|$.

a — среднемесячные, *b* — декадные, *v* — суточные значения.

нитного расстояния в виде (3). Возьмем приближенное уравнение рефракции

$$R = r_0 \rho \operatorname{tg} z, \quad (8)$$

где R — величина рефракции в данный момент времени в пункте наблюдения, r_0 — коэффициент рефракции (для района установки БТА $r_0 \approx 45/6$), ρ — оптическая плотность приземного слоя. По аналогии с (5) естественно предположить, что

$$R = R_0 + \Delta R, \quad (9)$$

и если колебания рефракции ΔR обусловлены флуктуациями плотности, то из (8) следует, что

$$\Delta R = r_0 \Delta \rho \operatorname{tg} z. \quad (10)$$

Величину дрожания σ_z'' на зенитном расстоянии z тогда можно положить равной

$$\sigma_z'' = \sigma_0'' + a |\Delta R| = \sigma_0'' + ar_0 |\Delta \rho| \operatorname{tg} z, \quad (11)$$

и в общем случае, с учетом (7), имеем

$$\sigma_z'' = A_0 + A_1 |\Delta \rho| + ar_0 |\Delta \rho| \operatorname{tg} z. \quad (12)$$

Нетрудно заметить, что мы получили формулу, аналогичную (3). Сравнивая (11) с (3), находим, что $k_2 = ar_0 |\Delta \rho|$, и для средних условий в районе установки БТА ($\sigma_0'' = 0.22$, $k_2 = 0.12$) величина a оказывается равной примерно 0.2.

Поскольку между углом турбуленции и дрожанием существует корреляция, аналогичную зависимость от $|\Delta \rho|$ можно получить и для угла турбуленции t_0'' . Действительно (см. рис. 2),

$$t_0'' = A_0 + A_1 |\Delta \rho| \quad (13)$$

(для угла турбуленции $A_0 = 0'05$, $A_1 = 2'45$) и

$$t_z'' = A_0 + A_1 |\Delta \rho| + a' r_0 |\Delta \rho| \operatorname{tg} z. \quad (14)$$

Величина a' (для средних значений $t_0'' = 0.09$, $k_1 = 0.12$) оказывается равной a , т. е. примерно 0.2.

Таким образом, предположение о том, что флуктуации плотности приземного слоя обуславливают наблюдаемое изменение величины дрожания (и угла турбуленции), оправдывается для рассматриваемых интервалов времени. Понятной также становится наблюдаемая зависимость дрожания и угла турбуленции от зенитного расстояния в виде (2) и (3).

2. В некоторых горных районах была обнаружена довольно отчетливая линейная зависимость величины дрожания от скорости ветра в пункте наблюдения [33, 34]; в частности, эта зависимость наблюдалась и в районе установки БТА, правда, не совсем отчетливая (рис. 3). Как видно из рисунка, величина дрожания может быть удовлетворительно представлена формулой вида

$$\sigma_0'' = \alpha + \beta v, \quad (15)$$

где α и β — коэффициенты, v — скорость ветра. Большой разброс точек около линии регрессии на рис. 3 объясняется, по-видимому, тем, что скорость ветра определялась грубо, с точностью примерно ± 0.5 м/сек. Попытки объяснить этот эффект на основе уравнения Бернулли для стационарного течения не увенчались успехом. Величина дополнительной рефракции, возникающей в этом случае, оказывается $\leq 0'001$.

В этой связи представляет интерес рассмотреть упругие (продольные) волны в приземном слое как возможный механизм, вызывающий колеба-

ния рефракции. Действительно, известно ([35] и др.), что скорость распространения продольной волны u (скорость распространения первоначального малого возмущения) в плоском случае для идеального газа имеет вид

$$u = c\Delta\bar{\rho}/\bar{\rho}, \quad (16)$$

где c — скорость звука, $\Delta\bar{\rho}$ — колебания плотности $\bar{\rho}$, обусловленные распространением продольной волны.

Допустим, что в данный момент времени скорость распространения возмущения пропорциональна скорости движения среды (скорости ветра v) в тот же момент, т. е. $\dot{u} = kv$; тогда из (16) получим формулу, связывающую изменение оптической плотности $\Delta\rho_v$ со скоростью ветра

$$\Delta\rho_v = \Delta\bar{\rho}/\bar{\rho} = kv/c \quad (0 \leq k < 1). \quad (17)$$

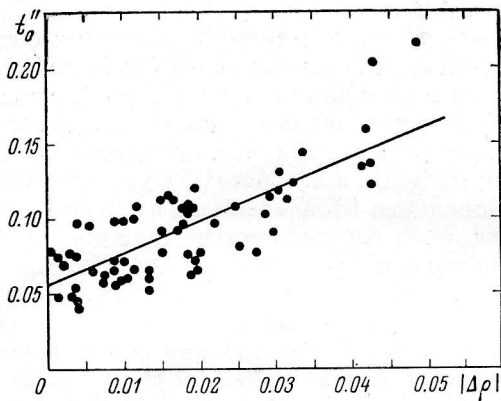


Рис. 2. Зависимость угла турбуленции t_0'' от флуктуаций плотности $|\Delta\rho|$ (среднемесячные значения).

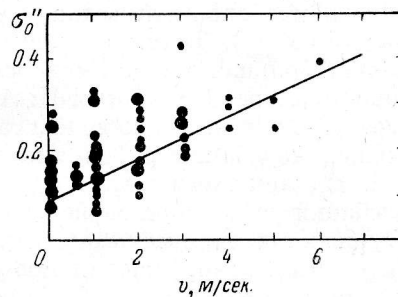


Рис. 3. Зависимость дрожания σ_0'' от скорости ветра v (суточные значения).

Принятое допущение довольно грубое, однако оно позволяет объяснить наблюдаемую зависимость величины дрожания от скорости ветра. Схематично это явление может быть описано следующим образом. Рассмотрим два некоторых объема воздуха, один из которых движется со скоростью v , второй покоится. При столкновении первый объем, если он движется как «твердое тело», передает второму объему часть своей энергии (зависящей от величины k), идущей на увеличение энергии покоящегося объема. Если этот процесс происходит достаточно быстро, в неподвижном объеме может возникнуть упругое возмущение, пропорциональное скорости v и приводящее, в соответствии с (17), к изменениям плотности в данном месте. Тогда, по аналогии с (7), для величины дрожания σ_0'' можно написать

$$\sigma_0'' = \alpha + \beta'\Delta\rho_v,$$

или с учетом (17)

$$\sigma_0'' = \alpha + (\beta'k/c)v, \quad (18)$$

т. е. мы приходим к наблюдаемой форме зависимости дрожания от скорости ветра в виде (15), где, очевидно, $\beta = \beta'k/c$.

Отсутствие зависимости величины дрожания от скорости ветра в виде (15) в других местах можно отчасти объяснить некорректностью наблюдений: несинхронностью определения скорости ветра и дрожания, большой удаленностью метеоплощадки от телескопа и рядом других причин местного характера.

3. Рассмотренные механизмы, вызывающие колебания рефракции (дрожание), не являются единственно возможными. Еще Курвуазье [36] отмечал, что существуют колебания рефракции с частотами примерно 10^{-2} гц и амплитудой в несколько десятых секунды дуги. Их причиной он считал гравитационные волны (волны Гельмгольца), образующиеся на границе раздела слоев с разной плотностью. Подробно этот механизм рассмотрен И. Г. Колчинским [6]. Величина дополнительной рефракции ΔR_r , возникающая на границе раздела слоев с разными коэффициентами преломления (обычно в инверсионных слоях), оказывается равной

$$\Delta R_r = (2\pi Na/\lambda)[(T_1 - T_2)/T_1 T_2], \quad (19)$$

где $N=0.079$ при $P=1000$ мб, a — амплитуда, λ — длина гравитационной волны, T_1 и T_2 — температуры слоев. Зная из данных зондирования величины a/λ , T_1 и T_2 , можно вычислить ΔR_r .

Следует отметить, что помимо гравитационных волн (называемых еще инверсионными), в горных районах при определенных условиях (устойчивая стратификация воздуха, примерно перпендикулярное к горной гряде направление скорости ветра и др.) могут возникнуть волновые движения ([37] и др.). Длины волн, возникающих в этом случае, примерно на два порядка больше, чем для инверсионных волн, и возрастают с увеличением скорости ветра. По данным П. А. Воронцова [37], $\lambda \approx 20$ км при скорости ветра $2 \div 3$ м/сек. Такие волны также могут служить источником дополнительных колебаний рефракции с частотами примерно $10^{-3} \div 10^{-4}$ гц.

4. Наклон слоев равной плотности, обуславливающий дополнительные колебания рефракции, может быть вызван также горизонтальными температурными и барическими градиентами. Их существование объясняется как общими атмосферными процессами, так и локальными изменениями состояния атмосферы, особенно в приземном слое. В первом случае величина градиентов, как правило, незначительна; в случае же локальных изменений состояния приземного слоя величина градиентов (особенно температурных) весьма велика. Величина наклона слоев равной плотности [38—40] в случае локальных изменений может быть записана следующим образом:

$$\gamma = 1.12 |\Gamma|, \quad (20)$$

где γ — наклон слоя в минутах дуги, Γ — горизонтальный температурный градиент в $^{\circ}\text{C}$ на 111.2 км. Величина дополнительных колебаний рефракции ΔR_r , возникающих в этом случае, определяется по формуле [39]

$$\Delta R_r = 0.0175 \gamma \tau_h (1 - \tau_H) \sec^2 z, \quad (21)$$

где τ_h — величина, характеризующая роль приземного слоя толщиной h , τ_H — общее изменение рефракции, обусловленное высотой обсерватории над уровнем моря. В нашем случае $\tau_h \approx 0.002$ для $h \approx 20 \div 30$ м и $\tau_H \approx 0.21$ при $H=2200$ м. Колебания рефракции в этом случае весьма существенны. Действительно, достаточно различия температуры в 1° на расстоянии 20 м (например, в разных точках подкупольного пространства БТА), чтобы для $z=0^{\circ}$ колебания рефракции составили примерно 0.2 , а для $z=60^{\circ}$ $\Delta R_r \approx 0.8$. Такие колебания рефракции могут быть источником серьезных случайных (или даже систематических) ошибок при астрометрических, астрофотографических и других наблюдениях. Это в особенности относится к горным обсерваториям, где сложный рельеф, разнообразие подстилающей поверхности и ее альbedo могут привести к значительным горизонтальным температурным градиентам.

Следует отметить, что кроме рассмотренных здесь, вероятно, существуют и другие эффекты, влияющие на интенсивность дрожания (его низкочастотную составляющую), но рассмотренные эффекты, по всей види-

мости, являются определяющими, причем действие одного из них вовсе не исключает влияние других эффектов. В общем случае дрожание является функцией всех возможных эффектов атмосферы, особенно ее приземного слоя.

В заключение автор выражает признательность Н. Ф. Войханской, Ю. В. Глаголевскому и С. В. Рублеву за полезные советы при написании этой статьи.

Литература

1. H. Elsässer, *Z. Astrophys.*, **50**, 278, 1960.
2. C. G. Little, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **111**, 289, 1951.
3. G. Keller, *Astr. J.*, **58**, 113, 1953.
4. В. И. Татарский. Распространение волн в турбулентной атмосфере. Изд-во «Наука», М., 1967.
5. А. С. Монин, А. М. Яглон. Статистическая гидромеханика, ч. 2. Изд-во «Наука», М., 1967.
6. И. Г. Колчинский. Оптическая неустойчивость земной атмосферы по наблюдениям звезд. Изд-во «Наукова думка», Киев, 1967.
7. В. А. Красильников, *Изв. АН СССР, сер. географ. геофиз.*, **13**, № 1, 33, 1949.
8. О. В. Васильев, В. В. Вязовов, *Изв. Глав. астр. обс. в Пулкове*, **22**, № 170, 144, 1962.
9. О. Б. Васильев, Н. Ф. Нелюбин, *Астрофиз. исслед. (Изв. САО)*, **1**, 125, 1970.
10. E. Wahl, *Gerlands Beiträge zur Geophys.*, **59**, H. 1, 56, 1942.
11. О. Б. Васильяновская. В сб.: Оптическая неустойчивость земной атмосферы. Изд-во «Наука», М.—Л., 1965, стр. 40.
12. Н. М. Бронникова, там же, стр. 116.
13. F. Schmeidler, *Astr. Nachr.*, **281**, H. 4, 157, 1953.
14. U. Maue, *Z. Astrophys.*, **49**, 161, 1960.
15. Н. П. Есиков и др. В сб.: Об астроклимате Сибири. Изд-во «Наука», Новосибирск, 1967, стр. 5.
16. В. И. Кардаполов, В. Е. Слущкий, *Цирк. астр. инст. УзССР*, № 18 (365), 18, 1969.
17. P. N. Grandt, *Solar Physics*, **7**, No. 2, 187, 1969.
18. C. E. Coulman, *Solar Physics*, **7**, No. 1, 122, 1969.
19. М. А. Каллистратова. В сб.: Атмосферная оптика. Изд-во «Наука», М., 1968, стр. 19.
20. А. А. Стоцкий, М. Годжанов. В кн.: IX Всесоюзная конференция по распространению радиоволн, посвященная 100-летию со дня рождения В. И. Ленина. Ч. I, авторефераты докладов, Харьков, 1969, стр. 284.
21. C. E. Coulman, *J. opt. Soc. Am.*, **56**, No. 9, 1232, 1966.
22. R. S. Lawrence et al., *J. opt. Soc. Am.*, **60**, No. 6, 826, 1970.
23. C. E. Coulman and D. N. B. Hall, *Appl. Opt.*, **6**, No. 3, 497, 1967.
24. *Astronomical site testing in South Africa*. Ed. Dr. U. Mayer, *European South. Obs. Publ.*, Tübingen, 1967, p. 61.
25. G. Teleki, *Publ. Obs. astr. Beograd*, No. **13**, 1, 1967.
26. К. Г. Джакушева и др. В сб.: Исследование астроклимата и оптических свойств атмосферы в Казахстане. Изд. АН КазССР, Алма-Ата, 1963, стр. 5.
27. H. Sidentopf and F. Unz. *Temperature fluctuations in the atmospheric ground layer observed at Zeekoegat and Flathill (South Africa)*. *European South. Obs. Publ.*, Tübingen, 1964.
28. R. Hosfeld, *J. opt. Soc. Am.*, **44**, No. 4, 284, 1954.
29. E. Nog, *Z. Astrophys.*, **69**, 313, 1968.
30. А. В. Багров, А. А. Овчинников, *Астр. цирк.*, № 558, 7, 1970.
31. А. Х. Хргиан. *Физика атмосферы*. Гидрометеиздат, Л., 1969.
32. Н. А. Беляев, *Астр. ж.*, **32**, 555, 1955.
33. М. А. Абраменко и др., *Астр. цирк.*, № 518, 4, 1969.
34. J. V. Irwin, *European South. Obs. Publ.*, No. 3, 57, 1968.
35. Я. Б. Зельдович и Ю. П. Райзер. *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*. Изд-во «Наука», М., 1966.
36. L. Couvoisier, *Astr. Nachr.*, **277**, 259, 1949.
37. П. А. Воронцов. Турбулентность и вертикальные токи в пограничном слое атмосферы. Гидрометеиздат, Л., 1966.
38. G. Teleki, *Studii Cerc. Astr.*, **14**, No. 1, 3, 1969.
39. М. С. Зверев, *Астр. ж.*, **23**, 97, 1946.
40. B. Sevarlic, *Publ. Obs. astr. Beograd*, No. 9, 1961.

Декабрь 1970 г.