

1. Унзольд А. Физика звездных атмосфер. ГИЛ, М., 1949.
2. Adam M.—MN, **98**, 112, 1938; **100**, 595, 1940.
3. Allen C. — MN, **109**, 343, 1949.
4. Bell B. — Harvard Coll. Obs. Spec. Rep., **35**, 1951.
5. Bell B., Meltzer A. — Smith. Contr. Aph., **3**, 5, 1959.
6. Rogerson J. — APJ, **125**, 275, 1957.
7. Waddel J. H. — APJ, **127**, 285, 1958.
8. Гуртовенко Э. А. Астрометрия и астрофизика, **8**, 1969.
9. Moore C. E. — The solar spectrum 2935 Å to 8770 Å, National Bureau of Standards, Washington, 1966.
10. Костык Р. И., Орлова Т. В. — см. наст. сб.
11. Гуртовенко Э. А. — Астрон. журн., **43**, 659, 1966.
12. Gurtovenko E. — Solar Physics, **6**, 465—475, 1969.
13. Вальдмайер. В кн.: Результаты и проблемы исследования Солнца. ГИЛ, М., 1950.
14. Gingerich O., de Jager C. — «Solar Physics», **3**, 5, 1968.
15. Гуртовенко Э. А. — см. наст. сб.
16. Гуртовенко Э. А., Троян В. И. — Астрометрия и астрофизика, **8**, 1969.

CENTER-TO-LIMB VARIATION OF THE FAINT

FRAUNHOFER LINES

E. A. GURTOVENKO, N. N. KONDRASHOVA

Summary

The precise photoelectric center-to-limb observations of the ten very faint lines ($d_0 < 10\%$) were made, using a double-pass spectrograph. The profiles of more intensive lines ($3\% < d_0 < 10\%$) undergo a center-to-limb change from the V-shaped form with very faint wings to the U-shaped one without appreciable wings. The equivalent width changes differently and in general satisfies no simplified photospheric scheme (Schuster—Schwarzshild and Milne—Eddington).

If the equivalent widths are treated according to arbitrary photospheric scheme, the allocation of τ to $\frac{x_v}{x} = \eta(\tau)$ displays various character. However, $\eta(\tau)$ decreases with an increasing of τ for all lines of neutral metals. The widths of all lines increases monotonously to the limb. But for the faintest lines ($d_0 < 3\%$) the $\Delta\lambda_D$ values display the tendency to fall near the limb. The last effect needs to be tested.

If the interpretation of the line widths is based on non-depth-dependent anisotropic turbulence, one can conclude that $V_{l^{rad}} \approx 2.5 \frac{\text{km}}{\text{sec}}$ and $V_{l^{tang}} \approx 3.6 \frac{\text{km}}{\text{sec}}$, using the metal lines (except for VI).

The $\Delta\lambda_D$ values for VI $\lambda = 6058.172$ and SI $\lambda\lambda 6046.04; 6052.682$ lines are considerably larger than those for rest lines. The turbulence velocities, along the line-of-sight obtained from VI and Si lines are ≈ 1.5 and ≈ 3.0 times respectively as great as those obtained from other lines.

The further investigation of the large differences in turbulence velocities, deduced from the various lines, is urgently needed. The influence of the micro- and macroturbulence on the line profiles is considered qualitatively in brief.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ФОТОСФЕРЕ СОЛНЦА С УЧЕТОМ ВЛИЯНИЯ ИНСТРУМЕНТАЛЬНОГО КОНТУРА

В. И. Троян

Изучение поля нетепловых скоростей в атмосфере Солнца имеет большое практическое значение при решении многих задач, связанных со строением и динамикой солнечной атмосферы. В настоящее время выполнено много работ, посвященных данной проблеме. Следует отметить их противоречивость, что можно объяснить применением авторами

различных методов, а также использованием наблюдательного материала недостаточно высокого качества. Краткий обзор работ дан в [1].

Турбулентные скорости в солнечной фотосфере и их зависимость от глубины могут быть определены тремя различными методами. При наличии некачественных наблюдений особенно эффективен метод кривых роста. Повышение точности наблюдений дало возможность применить второй метод — метод детального анализа профилей линий. И наконец, третьим методом изучаются теоретические профили линий, построенные с использованием определенной модели турбулентности. В большинстве работ применяется второй метод, наиболее простой и удобный в том виде, в котором его применяли Гольдберг [2] и Унно [3]. Наиболее полное исследование турбулентности в солнечной фотосфере по методу Гольдберга выполнено Унно [3]. Используя наблюдения 25 пар фраунгоферовых линий различных мультиплетов для центра диска Солнца, он нашел, что турбулентная скорость увеличивается с глубиной.

Но использование метода Гольдберга—Унно ограничивается рядом факторов, обсуждаемых в [3—5]. Так, Ольсон [4], исследуя этот метод, нашел, что применение его ограничено выбором таких $\Delta\lambda$, для которых выполняется условие $\Delta\lambda \leq \Delta\lambda_D$. К подобному выводу приходит и Бенос [5], но он вводит еще ограничение для параметра затухания a :

$$a = \frac{\gamma\lambda^2}{4\pi c\Delta\lambda_D} < 0,01. \quad (1)$$

Если в фотосфере существуют макротурбулентные движения, то применение метода Гольдберга—Унно может привести к ложным выводам [5]. Поэтому выводы Унно [3] требуют дополнительного обоснования: необходимо детальное исследование причин, которые могут давать ложный эффект увеличения $\Delta\lambda_D$ при переходе от ядра линии к ее крыльям. Этими причинами могут быть следующие:

1) влияние инструментального контура; 2) искажение наблюдаемого профиля макротурбулентностью; 3) влияние затухания излучения. Не исключена также возможность влияния некогерентности рассеяния и эффекта насыщения в доплеровском ядре линии поглощения.

Цель данной работы — исследовать турбулентность в фотосфере Солнца на основании наблюдений 10 пар линий Унно с последующим учетом влияния инструментального профиля. Настоящая работа является первым этапом в изучении влияния перечисленных причин на ход турбулентной скорости с глубиной в солнечной фотосфере.

Метод исследования и наблюдения

Суть метода, используемого в работе, состоит в следующем. Если коэффициент поглощения в двух линиях A и B одного и того же мультиплета определяется эффектом Доплера и обе линии имеют близкие λ , то селективные оптические глубины для равных значений интенсивности излучения в этих линиях равны. Следовательно, мы можем определить $\Delta\lambda_D$ из соотношения

$$\Delta\lambda_D = \sqrt{\frac{(\Delta\lambda_A)^2 - (\Delta\lambda_B)^2}{\ln \left[\frac{(gf)_A}{(gf)_B} \right]}}. \quad (2)$$

Зная значение остаточной интенсивности, для которой было определено $\Delta\lambda_D$, свяжем $\Delta\lambda_D$ с τ_0 . Для этого используем способ, изложенный в [6]. Остаточную интенсивность записываем в виде:

$$r = \frac{I^0 - I}{I^0}, \quad (3)$$

где I^0 — интенсивность излучения в непрерывном спектре, I — интенсивность излучения в линии.

Величины I^0 и I при выполнении условия Л. Т. Р. в фотосфере выражаем через функцию Планка, т. е. $I^0 = B(T_0)$ и $I = B(T^*)$. Следовательно, для определенного значения r с достаточной точностью можно определить T^* , используя соотношение:

$$T^* = \frac{T_0}{1 - \frac{\lambda k}{hc} \cdot T_0 \cdot \ln r} \quad (4)$$

Здесь T_0 — значение температуры, соответствующей оптической толщине в непрерывном спектре, равной единице; T^* — температура эффективного слоя, отвечающего за данное значение интенсивности излучения в линии.

Значения T_0 и τ_0 берутся из выбранной модели фотосферы. В работе использовалась «Бильдербергская» модель фотосферы (BCA) [7].

Отобранные 10 пар линий Унно в течение лета 1968 г. наблюдались на солнечном горизонтальном телескопе АЦУ-5 ГАО АН УССР в системе двойной дифракции фотоэлектрическим способом. Описание и характеристики прибора даны в [8]. Линии выбирались в большом спектральном интервале, разной интенсивности, разных элементов. Исследуемые линии представлены в табл. 1. Здесь обозначены соответственно номер пары, элемент, длина волны, экспериментальные и теоретические значения сил осцилляторов. Наблюдения велись в IV и V порядках для центра диска Солнца. Каждая линия записывалась в прямом и обратном направлениях несколько раз. Бралась наиболее уверенные записи, которые затем усреднялись. В процессе обработки материала учитывались: рассеянный свет спектрографа, который в данном случае составлял величину порядка 1%, а также поправки за изменение прозрачности атмосферы. Средние ошибки для $\Delta\lambda$ и r в построенных контурах спектральных линий не превышают 0,5 Å и 0,3% соответственно. Центральные остаточные интенсивности наблюдаемых линий несколько ниже, чем центральные остаточные интенсивности, опубликованные Унно [3]. Это свидетельствует о высоком качестве проведенных наблюдений.

Таблица 1

№ пары	Элемент	λ , Å	(gf)	S
1	V I	6081.458	720	6.40
		6090.222	2500	24.0
2	V I	6199.195	102	—
		6243.120	490	—
3	Na I	6154.235	—	2.0
		6160.759	—	4.0
4	Sc II	5657.883	—	11.25
		5684.201	—	3.75
5	Cr I	5296.704	165.8	—
		5300.755	34.64	—
6	Ti I	4617.280	3400	27.0
		4639.948	1300	7.0
7	Cr I	5300.755	34.64	—
		5348.327	270.0	—
8	Fe I	5217.398	—	7.5
		5253.470	—	1.25
9	Ti I	4518.034	750	11.0
		4548.775	735	10.5
10	Ti I	4617.280	3400	27.0
		4623.103	1700	14.0

Анализ измерений

Работа выполнена в два этапа. Вначале рассчитывались величины $\Delta\lambda_D$ и их связь с оптической глубиной τ_0 . При расчете использовались наблюдаемые контуры спектральных линий, не исправленные за влияние инструментального контура. Подобные вычисления выполнены Унно [3]. Расчет $\Delta\lambda_D$ проводился для $r=0.90$; 0.85; 0.80 и т. д., кроме слабых линий, где $r=0.95$; 0.925; 0.90 и т. д. Результаты измерений и расчета представлены в табл. 2. Здесь в первом и во втором столбцах указаны номер пары и значения остаточных интенсивностей, в третьем, четвертом и пятом — соответственно значения оптической глубины τ_0 , значения

№ пары	r	τ_0	$\xi_t, \frac{км}{сек}$	$\log \xi_t \times \times (Ti I)$	№ пары	r	τ_0	$\xi_t, \frac{км}{сек}$	$\log \xi_t \times \times (Ti I)$
1	0.950	0.76	1.84	0.373	6	0.800	0.73	1.84	0.372
	0.925	0.73	1.79	0.364		0.750	0.65	1.65	0.342
	0.900	0.69	1.83	0.371		0.700	0.58	1.63	0.338
2	0.875	0.64	1.76	0.358	7	0.650	0.50	1.52	0.320
	0.950	0.75	2.18	0.420		0.600	0.44	1.39	0.300
	0.925	0.71	2.29	0.435		0.560	0.38	1.37	0.294
3	0.915	0.68	2.35	0.442	7	0.900	0.78	3.07	0.533
	0.925	0.72	3.58	0.581		0.850	0.69	2.40	0.450
	0.900	0.68	2.80	0.500		0.800	0.60	1.98	0.389
4	0.875	0.64	2.73	0.490	8	0.750	0.54	1.68	0.346
	0.850	0.59	2.45	0.454		0.700	0.47	1.49	0.316
	0.825	0.55	2.43	0.452		0.650	0.40	1.52	0.318
5	0.800	0.50	2.41	0.448	8	0.600	0.34	1.30	0.283
	0.775	0.47	2.42	0.449		0.550	0.28	1.04	0.241
	0.750	0.43	2.05	0.397		0.500	0.23	0.82	0.207
6	0.720	0.39	1.97	0.384	8	0.450	0.19	0.68	0.185
	0.900	0.73	2.71	0.448		0.390	0.13	0.17	0.131
	0.850	0.68	2.56	0.470		0.800	0.63	3.48	0.577
7	0.800	0.57	2.32	0.436	9	0.750	0.56	2.89	0.510
	0.750	0.49	1.98	0.389		0.700	0.49	2.42	0.450
	0.700	0.43	1.95	0.383		0.650	0.42	2.11	0.405
8	0.665	0.37	1.86	0.369	9	0.600	0.35	1.90	0.374
	0.900	0.78	1.68	0.349		0.550	0.29	1.67	0.338
	0.850	0.70	1.39	0.305		0.500	0.24	1.46	0.305
9	0.800	0.60	1.24	0.280	9	0.450	0.20	1.27	0.271
	0.750	0.54	1.19	0.272		0.400	0.15	1.03	0.231
	0.700	0.47	1.04	0.248		0.350	0.10	0.75	0.185
10	0.650	0.40	0.84	0.218	9	0.305	0.07	0.54	0.154
	0.600	0.34	0.70	0.197		0.850	0.81	2.82	0.502
	0.550	0.28	0.55	0.176		0.800	0.75	2.27	0.432
11	0.500	0.23	0.40	0.159	10	0.750	0.67	1.41	0.306
	0.450	0.19	0.26	0.144		0.700	0.59	1.28	0.286
	0.390	0.13	0.28	0.138		0.650	0.53	1.04	0.165
12	0.900	0.89	2.15	0.416	10	0.405	0.21	0.70	0.188
	0.850	0.79	1.95	0.388					

найденной турбулентной скорости, а также логарифмы турбулентной скорости, исправленной за тепловое движение TiI .

На рис. 1 для сравнения показаны значения ξ_t для центральных остаточных интенсивностей более слабых линий из каждой пары. Точками обозначены данные Унно, кружками — результаты нашей работы. Как видно из рис. 1, все результаты, кроме значений второй пары, хорошо согласуются между собой. Значения ξ_t для этой пары по Унно значительно отличаются от ξ_t для остальных 24 пар; они, по-видимому, ошибочны. Результаты, полученные из девятой пары, не приведены из-за равенства значений остаточных интенсивностей линий. В линии $\lambda 4623.103$ (десятая пара) наблюдается блендирование. Результаты этой пары также не учитывались, кроме значений ξ_t для центральной остаточной интенсивности. Большая относительная ошибка в определении ξ_t для малых значений τ_0 объясняется незначительным вкладом ξ_t на этих глубинах в суммарную скорость, определяемую из $\Delta\lambda_D$. Поэтому все найденные турбулентные скорости различных элементов были исправлены за тепловое движение для сравнения с турбулентными скоростями TiI . Результаты исправления представлены в табл. 2 и на рис. 2. На рис. 2 показан ход $\log \xi_t(TiI)$ с глубиной. Анализ рис. 2 показывает, что характер изменения $\log \xi_t(TiI)$ с глубиной в обоих случаях один и тот же: наблюдается уверенный рост значений турбулентных скоростей с глубиной. Исключение составляет вторая пара, где существует обратный ход. Возможность подобного отклонения дискутируется в [3].

На основании приведенных данных выполнено усреднение для трех значений τ_0 . Для $\tau_0=0.2$; 0.4; 0.6 значения $\xi_t(\text{TiI})$ равняются 1,58; 2,15; $2.40 \frac{\text{км}}{\text{сек}}$ соответственно. Эти результаты несколько превышают результаты Унно для этих же значений τ_0 $\xi_t(\text{TiI})=0.75$; 1.08; $1.55 \frac{\text{км}}{\text{сек}}$. Однако следует учесть тот факт, что усреднение проводилось только по части материала.

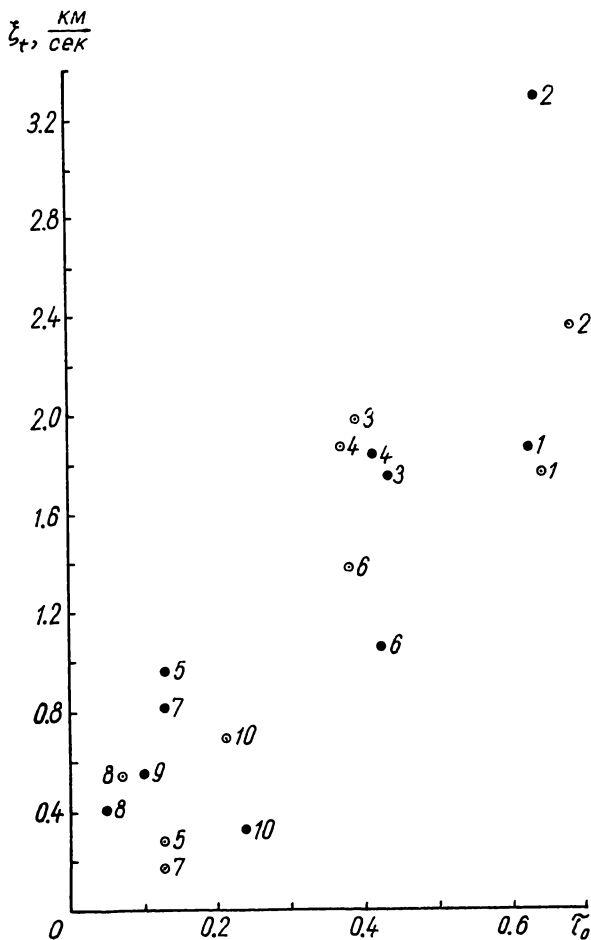


Рис. 1. Сравнение значений турбулентных скоростей ξ_t , полученных в настоящей работе (кружки), и результатов Унно (точки) для центральных остаточных интенсивностей более слабых линий пар. Цифры обозначают номера пар, как и на рис. 2 и 3.

Причиной превышения может быть также различие наблюдательного материала.

Итак, можно сделать вывод, что при принятых предположениях и без учета влияния факторов, искажающих линию, турбулентная скорость в фотосфере Солнца уменьшается с высотой. Выведенные нами значения $\xi_t(\text{TiI})$ по величине согласуются с результатами Унно [3].

На втором этапе настоящей работы учитывалось влияние инструментального контура на характер изменения турбулентной скорости в солнечной фотосфере. Известно, что инструментальный контур искажает спектральную линию, расширяя ее и увеличивая ее остаточную

интенсивность. В подавляющем большинстве работ этот эффект не учитывался.

Инструментальный контур используемого спектрографа детально изучался во II и IV порядках спектра [9]. Поэтому поставленная задача осложнилась тем, что исправление за инструментальный контур можно было выполнить только для линий, которые наблюдались в IV порядке. Это были линии, входящие в первую—третью пары. При исправлении

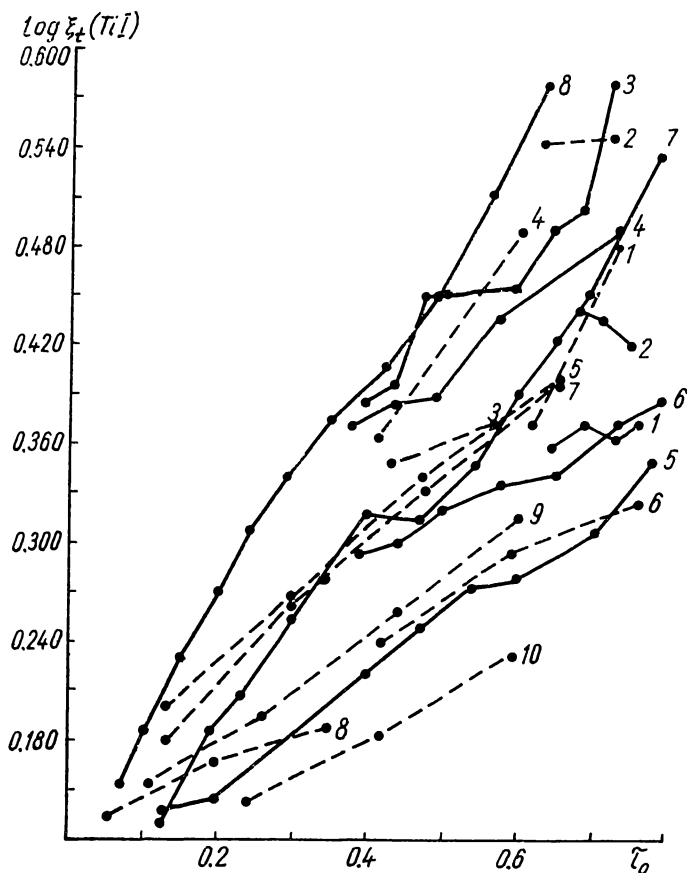


Рис. 2. Зависимость логарифма турбулентной скорости $\xi_t(TiI)$, исправленной за тепловое движение TiI , от оптической глубины τ_0 — найденные нами значения $\log \xi_t(TiI)$, — — — — данные Унно.

использовался так называемый «метод двойного размазывания». При повторном воздействии инструментального контура на наблюдаемый мы можем в первом приближении найти истинный контур, исходя из соотношения

$$f(x_k) = 2g(x_k) - \sum_{i=-m}^{i=+m} g(x_k + i\Delta x) \cdot h(i\Delta x) \Delta x, \quad (5)$$

где $f(x_k)$ — истинный контур; $g(x_k)$ — наблюдаемый контур; $h(i\Delta x)$ — инструментальный контур. Ошибка при этом незначительна [10].

Расчет проводился через интервал $\Delta x = 4m\text{Å}$ для $m = 19$ на ЭЦВМ «Промінь» ГАО АН УССР. Результаты расчета приведены в табл. 3, где затабулированы остаточные интенсивности неисправленных и исправленных контуров через интервал $\Delta x = 16m\text{Å}$. Как видно из табл. 3, исправлению подверглись линии различной интенсивности.

λ 6160, 759 Å		λ 6154, 235 Å		λ 6243, 120 Å	
Неиспр.	Испр.	Неиспр.	Испр.	Неиспр.	Испр.
0.980	0.980	0.983	0.983	0.983	0.983
0.979	0.979	0.983	0.985	0.982	0.983
0.978	0.979	0.981	0.983	0.981	0.983
0.976	0.977	0.978	0.982	0.978	0.980
0.973	0.975	0.970	0.974	0.975	0.980
0.968	0.970	0.959	0.964	0.967	0.972
0.962	0.964	0.945	0.953	0.957	0.964
0.955	0.958	0.923	0.931	0.940	0.949
0.946	0.950	0.898	0.908	0.915	0.929
0.935	0.939	0.864	0.873	0.882	0.889
0.923	0.929	0.823	0.828	0.848	0.853
0.908	0.917	0.785	0.787	0.815	0.819
0.885	0.897	0.751	0.749	0.782	0.781
0.850	0.866	0.727	0.719	0.757	0.752
0.805	0.816	0.719	0.708	0.742	0.731
0.757	0.770	0.728	0.715	0.746	0.733
0.700	0.707	0.752	0.740	0.768	0.755
0.645	0.646	0.787	0.777	0.805	0.796
0.602	0.597	0.825	0.816	0.845	0.839
0.572	0.558	0.868	0.864	0.886	0.883
0.568	0.551	0.907	0.908	0.923	0.922
0.590	0.573	0.933	0.933	0.953	0.955
0.633	0.620	0.953	0.954	0.971	0.974
0.680	0.667	0.965	0.967	0.980	0.982
0.732	0.720	0.975	0.975	0.985	0.986
0.788	0.780	0.983	0.983	0.988	0.989
0.843	0.839	0.990	0.991	0.990	0.991
0.893	0.894	0.993	0.994	0.990	0.990
0.927	0.929				
0.947	0.948				
0.961	0.962				
0.970	0.970				
0.977	0.977				
0.982	0.982				
0.987	0.988				
0.989	0.989				

λ 6090, 222 Å		λ 6199, 195 Å		λ 6081, 458 Å	
Неиспр.	Испр.	Неиспр.	Испр.	Неиспр.	Испр.
0.997	0.998	1.000	1.001	0.995	0.995
0.995	0.996	0.999	0.999	0.995	0.996
0.993	0.994	0.998	0.999	0.993	0.994
0.991	0.993	0.995	0.996	0.991	0.994
0.987	0.990	0.992	0.994	0.998	0.991
0.980	0.985	0.987	0.989	0.978	0.983
0.969	0.974	0.981	0.983	0.965	0.970
0.955	0.962	0.973	0.975	0.948	0.952
0.936	0.947	0.963	0.965	0.929	0.932
0.907	0.920	0.953	0.955	0.911	0.912
0.866	0.878	0.943	0.944	0.894	0.892
0.817	0.825	0.932	0.932	0.881	0.876
0.767	0.769	0.923	0.922	0.877	0.869
0.717	0.704	0.917	0.915	0.887	0.880
0.696	0.675	0.915	0.912	0.903	0.896
0.712	0.691	0.917	0.913	0.927	0.924
0.758	0.744	0.924	0.920	0.948	0.947
0.810	0.801	0.935	0.931	0.967	0.968
0.862	0.857	0.948	0.945	0.978	0.979
0.908	0.908	0.963	0.962	0.987	0.988
0.940	0.941	0.975	0.974	0.991	0.991
0.960	0.961	0.985	0.885	0.993	0.993
0.973	0.974	0.992	0.993		
0.982	0.983	0.995	0.995		
0.986	0.986	0.998	0.998		
0.991	0.992	1.000	1.001		
0.995	0.996				
0.998	0.995				

Исправленные профили в дальнейшем обрабатывались таким же образом, как и неисправленные. Результаты вычислений приведены в табл. 4 и на рис. 3. Порядок размещения данных и их обозначение в табл. 4 такой же, как и в табл. 2. На рис. 3 представлены три пары кривых; кружками обозначены значения ξ_t , отвечающие центральным остаточным интенсивностям более слабых линий пары. Ясно видно, что после исправления произошло смещение кривых по оси ξ_t в сторону ее

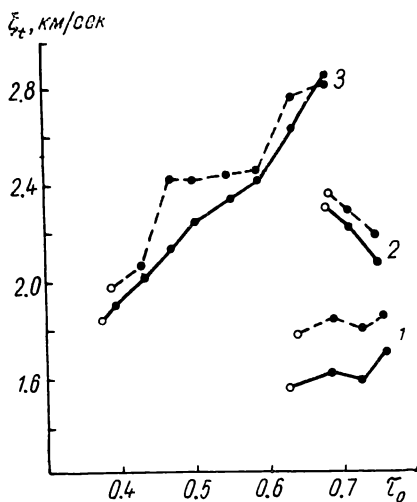


Рис. 3. Зависимость турбулентной скорости ξ_t от оптической глубины τ_0 . — — — ход ξ_t с τ_0 до исправления контуров линий за ошибку инструментального профиля, — — — — — после исправления.

Таблица 4

№ пары	r	τ_0	$\xi_t, \frac{км}{сек}$
1	0.950	0.76	1.69
	0.925	0.73	1.58
	0.900	0.69	1.61
	0.875	0.64	1.55
	0.868	0.63	1.54
2	0.950	0.75	2.07
	0.925	0.71	2.27
	0.915	0.68	2.28
	0.910	0.68	2.29
3	0.900	0.68	2.84
	0.875	0.64	2.65
	0.850	0.59	2.41
	0.825	0.55	2.32
	0.800	0.50	2.23
	0.775	0.47	2.13
	0.750	0.43	2.00
0.720	0.39	1.89	
0.707	0.37	1.83	

уменьшения, но характер изменения турбулентной скорости с высотой остался прежним. Разброс в средней части третьей пары, по-видимому, вызван ошибками наблюдений. Степень воздействия инструментального контура на приведенные пары различна. Так, для первой пары отклонение максимально. Наибольшая относительная ошибка в определении для этой пары составляет величину порядка $\approx 13.6\%$, в то время как для других пар она несколько меньше. Это объясняется тем, что линии первой пары наиболее узкие по сравнению с другими и поэтому в большей степени подвергаются влиянию инструментального контура.

Таким образом, при исследовании турбулентности в солнечной фотосфере влиянием инструментального контура для большинства линий можно пренебречь, кроме сильных, узких линий.

Но постановка подобной задачи интересна и с другой точки зрения. Известно, что макротурбулентность в чистом виде должна смещать фраунгоферовую линию в целом в ту или иную сторону спектра. Но в фотосфере Солнца существуют макротурбулентные элементы, которые не разрешаются спектрографом, т. е. существует неразрешенная макротурбулентность. Эта макротурбулентность, которая может зависеть и от глубины, и от направления, расширяет спектральную линию, но не изменяет общее количество энергии, поглощенной в линии. Таким образом, влияние неразрешенной макротурбулентности на контур линии во многом подобно влиянию инструментального контура. Следовательно, исходя из рис. 3, можно качественно судить о влиянии неразрешенной макротурбулентности на ход определяемой величины ξ_t с глубиной. Эта

величина должна быть меньше по абсолютной величине, но характер роста должен сохраниться.

И наконец, в этом свете особенно интересно было бы рассмотреть расхождение в определении ξ_{tg} , найденное в работе [1], так как степень влияния инструментального контура и неразрешенной макротурбулентности может меняться при переходе от центра диска Солнца к его краю.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гуртовенко Э. А., Троян В. И. — Астрометрия и астрофизика, 8, 1969.
2. Goldberg L. — ApJ, 127, 308, 1958.
3. Unno W. — ApJ, 129, 375, 1959.
4. Olson E. C. — ApJ, 143, 913, 1966.
5. Vanos G. — Annales D'Astrophysique, 31, 501, 1968.
6. Гуртовенко Э. А. — см. наст. сб.
7. Gingerich O., de Jager C. — Solar Physics, 3, 1, 5, 1968.
8. Гуртовенко Э. А. — Астрометрия и астрофизика, 8, 1969.
9. Gurtovenko E. A. — Solar Physics, 6, 465—475, 1969.
10. Гуртовенко Э. А. — АЖ, 18, 659, 1966.

ON THE INVESTIGATION OF SOLAR PHOTOSPHERE TURBULENCE WITH TAKING INTO ACCOUNT THE EFFECT OF INSTRUMENTAL CONTOUR

V. I. TROYAN

Summary

The solar photosphere turbulence was investigated with taking into account the effect of the instrumental profile. Ten Unno's pairs for the centre of the solar disc were observed. The main results are as follows:

1. Without taking into account the factors distorting a line, the turbulent velocity in solar photosphere would decrease with height. The values of ξ_t are similar to those of Unno.

2. Taking into account the instrumental profile, the value of turbulent velocity becomes less, but its dependence on height is the same.

The maximum relative error of ξ_t is equal to $\approx 13.6\%$.

ОБ АСИММЕТРИИ ИЗБРАННЫХ ФРАУНГФЕРОВЫХ ЛИНИЙ. I

Р. И. Костык, Т. В. Орлова

Для теории солнечной фотосферы решение проблем асимметрии фраунгоферовых линий исключительно важно. По-прежнему остаются очень нужными высокоточные наблюдения линий поглощения в спектре Солнца.

С помощью спектрографов в системе двойной дифракции удалось установить, что асимметрия фраунгоферовых линий обусловлена не инструментальными искажениями, а физическими условиями в фотосфере [1—3].

К сожалению, большая часть опубликованных профилей спектральных линий либо совсем не исправлена за ошибку инструментального контура, либо исправлена недостаточно точными методами. Это обстоятельство приводит к неправильным количественным оценкам, а в некоторых случаях даже меняет характер асимметрии (см. [3]).