

# ФИЗИКА СОЛНЦА

## ИЗУЧЕНИЕ МИКРОТУРБУЛЕНТНОСТИ ПО ЭКВИВАЛЕНТНЫМ ШИРИНАМ УМЕРЕННЫХ И УМЕРЕННО СИЛЬНЫХ ЛИНИЙ FeI

Э. А. Гуртовенко, В. А. Ратникова

Возможности исследования полностью развитой микротурбулентности очень ограничены. Действительно, для общего случая следует проанализировать формулу для интенсивности в линии

$$I_l = \int_0^{\infty} S(\tau_{\lambda}) e^{-\tau \sec \theta} \sec \theta d\tau, \quad (1)$$

где  $\tau = \int_0^{\tau_{\lambda}} (1 + \eta) d\tau_{\lambda}$ .

Поле скоростей практически влияет только на параметр  $\eta$ . Функция  $S(\tau_{\lambda})$  ощутимо зависит от поля скоростей только при сильном отклонении от ЛТР.

Предположим, что в какой-то момент времени в определенной точке фотосферы на глубине  $\tau$  элементарный объем имеет характерную скорость  $V$ . Соответственно коэффициент поглощения в линии  $x_l$  в этом объеме будет определяться зависимостью

$$x_l(\tau_{\lambda}, V) = \text{const} \frac{N}{\Delta \lambda_D} H \left( a, p - \frac{\lambda_0}{c \Delta \lambda_D} V \right), \quad (2)$$

где  $a = \gamma \lambda_0^2 / 4 \pi c \Delta \lambda_D$  и  $p = (\lambda - \lambda_0) / \Delta \lambda_D$  — известные параметры функции Фойгта, а  $N$  — концентрация поглощающих частиц. Однако в реальной ситуации нам приходится иметь дело с коэффициентом поглощения, усредненным в достаточно большом интервале времени и (или) интегрированным по поверхности на уровне  $\tau$ , содержащей достаточно большое количество элементарных объемов. Этот коэффициент поглощения ( $x'_l$ ) определяется интегралом

$$x'_l(\tau_{\lambda}, \cos \theta) = \text{const} \int_0^{\infty} f(\tau_{\lambda}, \cos \theta, V) \frac{N}{\Delta \lambda_D} H \left( a, p - \frac{V \lambda}{c \Delta \lambda_D} \right) dV, \quad (3)$$

где  $f(\tau_{\lambda} \cos \theta, V)$  — функция распределения «турбулентных» скоростей, которая в общем случае зависит от  $\tau_{\lambda}$  и  $\cos \theta$ . Именно этот коэффициент поглощения должен использоваться в рассчитываемом профиле фраунгоферовой линии, и задача исследования поля скоростей сводится к тому, чтобы из наблюдаемой линии, описываемой соотношением (1), вывести функцию распределения скоростей  $f(\tau_{\lambda} \cos \theta, V)$ . Эта задача в общем виде не решается. В частном случае, для полностью развитой микротурбулентности с гауссовым распределением скоростей, уравнение (3) сводится к функции Фойгта, в которой допплеровская ширина определяется тепловыми скоростями атомов и микротурбулентной скоростью. В этом частном случае микротурбулентную скорость и ее изменение с глубиной можно было бы довольно надежно исследовать

Таблица 1

Длина волны, Å	Потенциал возбуждения, eV	Наблюденные эквивалентные ширины для разных значений $\cos \theta$						$g_f$	
		1.0	0.8	0.6	0.436	0.28	[1.2]	[3]	среднее
5759.545	4.30	10.60	11.80	11.90	13.68	13.30	—	(4.37—2)	4.37—2
5811.919	4.14	9.66	10.85	11.20	11.60	11.85	4.56—2	1.46—2	9.60—2
5987.070	4.79	83.20	80.00	83.20	80.00	80.00	5.75—1	2.50—0	1.54—0
6082.718	2.22	34.90	35.90	37.90	38.80	42.20	1.01—3	1.20—3	1.10—3
6093.649	4.61	32.60	32.00	31.00	30.00	29.80	3.96—1	3.73—1	3.85—1
6096.671	3.98	37.50	37.80	36.20	39.00	39.60	2.25—1	1.12—1	1.68—1
6151.623	2.18	48.00	48.00	51.20	48.00	56.00	1.80—3	1.95—3	1.87—3
6157.733	4.07	58.40	54.40	56.80	57.80	58.80	8.65—2	3.50—1	2.20—1
6173.341	2.22	64.90	67.20	68.00	68.00	68.00	3.50—3	3.98—3	3.70—3
6187.410	2.83	2.74	2.93	3.65	4.03	4.56	—	(1.48—4)	1.48—4
6187.995	3.94	46.90	44.80	45.60	47.20	44.80	3.32—2	(2.56—2)	2.94—2
6213.438	2.22	73.60	73.60	75.20	80.00	77.00	6.30—3	7.08—3	6.60—3
6219.287	2.20	91.20	88.00	89.60	96.00	96.00	8.42—4	9.12—3	4.98—3
6226.740	3.88	28.00	28.40	28.80	28.00	30.00	1.55—2	6.05—2	3.80—2
6229.232	2.84	34.70	37.00	37.30	39.40	40.60	3.50—3	7.76—3	5.65—3
6232.648	3.65	91.20	92.80	91.20	91.20	83.20	4.15—2	1.91—1	1.61—1
6240.563	2.20	43.40	39.70	47.20	47.20	49.30	1.89—3	2.09—3	2.00—3
6252.565	2.40	130.84	128.00	121.00	118.50	106.90	4.98—2	5.13—2	5.05—2
6265.140	2.18	85.00	85.00	85.00	91.20	91.20	9.55—3	1.00—2	9.77—3
6293.933	4.83	12.28	12.95	13.66	14.91	15.20	—	(4.05—2)	4.05—2
6297.800	2.22	76.90	72.00	75.20	75.20	73.60	4.51—3	4.90—3	4.70—3
6335.335	2.20	96.00	97.50	100.80	100.80	100.80	1.32—2	1.38—2	1.35—2
6336.835	3.69	112.00	113.60	110.30	113.60	110.30	1.31—1	5.25—1	3.28—1
6380.750	4.19	48.00	48.50	49.80	49.10	48.60	9.82—2	4.00—1	2.50—1
6392.538	2.28	15.75	17.20	18.40	19.40	21.20	6.61—4	7.41—4	7.01—4

методом Гольдберга—Унно или же методом проб и ошибок. Однако в реальной ситуации профиль линии, расширенный микротурбулентностью, искажается также макротурбулентностью и в какой-то степени мезотурбулентностью. По этой причине исследование микротурбулентности путем изучения профилей фраунгоферовых линий сильно затруднено. Остается единственный путь — использовать эквивалентные ширины. Однако следует иметь в виду, что мезотурбулентность частично влияет и на эквивалентные ширины фраунгоферовых линий. Поэтому, обобщая задачу, мы можем говорить не о микротурбулентности, а о средней амплитуде поля скоростей в каком-то полубесконечном интервале пространственного спектра поля фотосферных движений. Для конкретной линии длинноволновая граница этого интервала определяется теми частотами, которые уже не влияют на эквивалентную ширину линии. Вместе с тем эта граница остается нечеткой, так как граничные размеры движущихся фотосферных элементов, изменяющих количество поглощенной в линии энергии, различаются для ядра и для крыльев.

Существует еще одна серьезная трудность в исследовании микротурбулентного поля скоростей: амплитуда этой скорости сильно маскируется систематической погрешностью параметра  $L = Agf$ , который непосредственно влияет на эквивалентную ширину фраунгоферовых линий. Поэтому полученные результаты сильно зависят от точности принятых значений как обилия  $A$ , так и сил осцилляторов  $gf$ .

В настоящей работе использованы все наблюдаемые нами линии Fe I, для которых уверенно определены эквивалентные ширины и можно было найти в литературе или определить каким-либо способом значения сил осцилляторов  $gf$  (табл. 1). В восьмой графе табл. 1 приведены значения сил осцилляторов, усредненные по данным Корлиса и Уорнера [5] и Аллена [3], в девятой — по данным Корлиса и Теча [4]. Поскольку последние результаты представляют, по-видимому, наиболее однородную систему, то мы приписали им двойной вес по сравнению с данными [5] и [3]. С учетом этого использованные нами значения  $gf$  (десятая графа) представляют собой весовое среднее из данных восьмой и девятой граф. Для некоторых слабых линий значения  $gf$  вычислены по таблицам относительной интенсивности линий внутри мультиплетов [2] с использованием достаточно точных значений  $gf$  для головной линии соответствующего мультиплета из [4]. Эти значения в табл. 1 заключены в круглые скобки.

### **ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОБИЛИЯ ЖЕЛЕЗА ПО СЛАБЫМ ФРАУНГОФЕРОВЫМ ЛИНИЯМ**

Обилие железа, несмотря на многочисленные исследования, до сих пор выведено недостаточно точно. Даже в последних работах эта величина по данным разных авторов может отличаться на порядок; например, Гарц и др. [6] дают значение  $\lg A_{Fe} = 7.60$ , тогда как по данным Уорнера [12] эта величина равна 6.55. Поэтому мы решили использовать для изучения микротурбулентной скорости обилие, выведенное по слабым линиям с используемой нами шкалой сил осцилляторов.

Известно, что эквивалентные ширины слабых линий малочувствительны к фотосферному полю скоростей, а также постоянной затухания. Поэтому, полагая известной модель фотосферы, можно достаточно точно вывести параметр  $Agf$ , используя лишь приближенное значение микротурбулентной скорости. Для эквивалентных ширин трех слабых линий мы сделали количественную оценку ошибок, обусловленных погрешностями принятой микротурбулентной скорости. Для микротурбулентных скоростей  $V_{mic} = 0; 1.5; 2$  и  $3 \text{ км/сек}$  в табл. 2 приведены вычисленные эквивалентные ширины  $W$ . Значения  $V_{mic} = 0$  и  $V_{mic} = -3 \text{ км/сек}$  представляют крайние (практически нереальные) пределы

этой величины. Близкая к реальной величина  $V_{\text{mic}} = 1.5 \text{ км/сек}$ . Соответствующие ей значения эквивалентной ширины, сравнимые с эквивалентными ширинами, рассчитанными для других значений  $V_{\text{mic}}$ , характеризуют погрешность  $\delta W$ , обусловленную ошибкой принятых  $V_{\text{mic}}$ . Эти значения  $\delta W$  также приведены в табл. 2. Лишь для наиболее сильной линии с эквивалентной шириной  $W \approx 15 \text{ м}\text{\AA}$  сказываются существенно погрешности в принятых значениях микротурбулентной скорости. Учитывая то, что для слабых линий эквивалентная ширина определяется с точностью 2—4% (см. табл. 2), можно считать, что ошибки принятой микротурбулентной скорости  $\pm 0.5 \text{ км/сек}$  вполне допустимы для линии с эквивалентной шириной  $W \leq 15 \text{ м}\text{\AA}$ .

Таблица 2

$V_{\text{mic}}, \text{км/сек}$	$\lambda 6098 \text{ Ti I}$ $d_0=0.05$		$\lambda 5811 \text{ Fe I}$ $d_0=0.12$		$\lambda 6098 \text{ Fe I}$ $d_0=0.16$	
	$W, \text{м}\text{\AA}$	$\delta W, \%$	$W, \text{м}\text{\AA}$	$\delta W, \%$	$W, \text{м}\text{\AA}$	$\delta W, \%$
0	4.18	3.0	9.18	5.8	13.64	8.1
1	4.26	1.6	9.51	2.5	14.36	3.3
1.5	4.31	0.0	9.75	0.0	14.85	0.0
2	4.37	1.6	9.96	2.2	15.36	3.4
3	4.44	3.0	10.25	5.1	16.04	8.0

В наших последующих расчетах, основываясь на данных исследований многих авторов, мы приняли как наиболее вероятное значение  $V_{\text{mic}} = 1.2 \text{ км/сек}$ , не зависящее от глубины. Расчеты эквивалентных ширин велись по алгоритму, разработанному для расчета профилей [1]. Эквивалентная ширина находилась интегрированием по профилю линии с шагом  $\Delta\lambda = 10 \text{ м}\text{\AA}$  в пределах  $\pm 260 \text{ м}\text{\AA}$  от центра линии, что обеспечивало необходимую точность расчета эквивалентных ширин всех линий поглощения. В расчетах использовалась фотосферная модель ГСМ. Отклонение от ЛТР в высоких слоях фотосферы может существенно повлиять на рассчитываемые эквивалентные ширины сильных линий поглощения. Поэтому в области  $t_5 < 10^{-4}$  мы использовали температуру возбуждения по Холвегеру [7]. Эта температура использовалась для вычисления концентрации поглощающих частиц, а также функции источника. Тепловые скорости атомов и постоянная затухания рассчитывались с кинетической температурой, задаваемой моделью ГСМ.

Таблица 3

$\cos \theta$	Линия				
	6392.538	5759.545	6293.933	6187.995	5811.919
1.0	$2.93 \cdot 10^{-13}$	$1.56 \cdot 10^{-11}$	$5.75 \cdot 10^{-11}$	$1.44 \cdot 10^{-13}$	$9.96 \cdot 10^{-12}$
0.80	2.73	1.65	5.85	1.40	10.6
0.60	2.60	1.57	6.02	1.56	10.3
0.436	2.35	1.77	6.56	1.55	10.1
0.28	2.30	1.64	6.67	1.55	9.90
Среднее	$2.58 \cdot 10^{-13}$	$1.64 \cdot 10^{-11}$	$6.17 \cdot 10^{-11}$	$1.50 \cdot 10^{-13}$	$1.02 \cdot 10^{-12}$
$A_{\text{Fe}}$	$0.58 \cdot 10^{-5}$	$0.65 \cdot 10^{-5}$	$2.42 \cdot 10^{-5}$	$1.63 \cdot 10^{-5}$	$0.18 \cdot 10^{-5}$
$L'$	$2.59 \cdot 10^{-13}$	$1.48 \cdot 10^{-11}$	$5.34 \cdot 10^{-11}$	$1.35 \cdot 10^{-13}$	$9.45 \cdot 10^{-12}$
$A'_{\text{Fe}}$	$0.58 \cdot 10^{-5}$	$0.59 \cdot 10^{-5}$	$2.10 \cdot 10^{-5}$	$1.47 \cdot 10^{-5}$	$0.17 \cdot 10^{-5}$

К сожалению, нам удалось из достаточно большого числа наблюдаемых слабых линий Fe I найти силы осцилляторов только для пяти линий. Параметр  $L = A_{\text{Fe}} \lambda g f$ , выведенный методом проб и ошибок для этих линий при разных  $\mu$ , приведен в табл. 3. В общем для всех линий

нельзя выявить существенного возрастания этого параметра при переходе к краю диска, что отмечено в работе Мюллер и др. [9] по изучению эквивалентных ширин слабых линий кислорода. В табл. 3 приведены также значения  $L$ , усредненные по данным для пяти положений на диске Солнца. Они использовались для вывода относительного обилия  $A_{Fe}$ , при этом силы осцилляторов взяты из табл. 1. Результаты приведены в восьмой строке табл. 3. Среднее по всем пяти линиям значение  $A_{Fe} = 1.08 \cdot 10^7$ , или  $\lg A_{Fe} = 7.04$ . Оно близко к величине  $\lg A_{Fe} = 7.20$ , выведенной Лайтсоном [8] в результате комплексного анализа профилей 18 сильных фраунгоферовых линий железа.

Для сравнения в предпоследней строке таблицы приведены значения того же параметра ( $L'$ ), полученные нами при исследовании общего поля скоростей [1] путем сравнения рассчитанных и наблюдаемых центральных интенсивностей тех же линий. Соответствующие значения обилия  $A'_{Fe}$  приведены в последней строке табл. 3. Среднее значение  $\lg A_{Fe} = 7.00$  практически не отличается от обилия, выведенного из эквивалентных ширин. Это согласие результатов свидетельствует как о достаточно высокой точности наблюдений, так и о хорошей внутренней сходимости предпосылок, используемых нами в исследованиях как микротурбулентной скорости, так и общего фотосферного поля скоростей.

Значение  $\lg A_{Fe} = 7.04$  принято для анализа эквивалентных ширин сильных и умеренно сильных линий.

#### ВЫВОД МИКРОТУРБУЛЕНТНОЙ СКОРОСТИ ИЗ АНАЛИЗА АБСОЛЮТНЫХ ЗНАЧЕНИЙ ЭКВИВАЛЕНТНЫХ ШИРИН ДЛЯ РАЗНЫХ ПОЛОЖЕНИЙ ЦЕНТР—КРАЙ НА ДИСКЕ СОЛНЦА

Исследование зависимости микротурбулентной скорости от глубины путем анализа эквивалентных ширин фраунгоферовых линий дает очень неуверенные результаты. Это отмечалось еще в ранней работе Уоддела [11], а также следует из результатов работ Ниссена [10] и Висбrou [13].

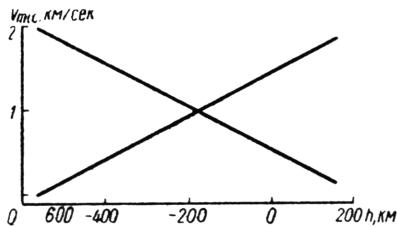


Рис. 1. Две различные модели изотропного микротурбулентного поля скоростей, удовлетворяющие наблюденной эквивалентной ширине линии  $\lambda 6173 Fe I$ .

возможности выявить характер изменения микротурбулентной скорости с глубиной и (или) направлением в фотосфере. Полагая приближенно  $V_{mic}(\tau_\lambda) = \text{const}$ , можно найти ее среднюю величину, относящуюся к эффективному слою формирования линии поглощения. К сожалению, разные участки профиля сильной линии образуются на разных глубинах. Поэтому понятие эффективного слоя для эквивалентной ширины сильной линии остается менее определенным, чем для слабой фраунгоферовой линии. Следует, однако, учесть, что в далеких крыльях сильных линий поле скоростей не влияет ни на профиль, ни на общее поглощение в линии. Поэтому глубину слоя, к которому относятся  $V_{mic}$ , можно определить как среднюю глубину образования ядра и близких крыльев линии.

По-видимому, практически невозможно выявить ход микротурбулентной скорости с глубиной, анализируя эквивалентные ширине линий для одного положения на диске Солнца. Действительно, разные модели микротурбулентного поля скоростей могут изменять профиль линии по-разному и вместе с тем согласоваться с эквивалентной шириной линии  $\lambda 6173 Fe I$  (рис. 1).

Однако анализ центр—край эквивалентных ширин дает некоторые

изменения микротурбулентной скорости с глубиной в фотосфере. Полагая приближенно  $V_{mic}(\tau_\lambda) = \text{const}$ , можно найти ее среднюю величину, относящуюся к эффективному слою формирования линии поглощения. К сожалению, разные участки профиля сильной линии образуются на разных глубинах. Поэтому понятие эффективного слоя для эквивалентной ширины сильной линии остается менее определенным, чем для слабой фраунгоферовой линии. Следует, однако, учесть, что в далеких

Основываясь на этих соображениях, мы рассчитали эквивалентные ширины всех сильных и умеренно сильных линий (см. табл. 1), используя обилие  $\lg A_{Fe} = 7.04$  и значения сил осцилляторов, приведенные в десятой графе таблицы. Для каждого положения на диске Солнца подбиралась такая микротурбулентная скорость  $V_{mic}(\cos \theta)$ , для которой расчетные и наблюдаемые эквивалентные ширины совпадали. Однако оказалось возможным подобрать  $V_{mic}(\cos \theta)$  только для 12 линий из 20. Значения  $V_{mic}(\cos \theta)$  для этих линий представлены в первых 12 строках табл. 4. Для остальных линий согласие наблюдавшей и расчетной эквивалентной ширины достигалось или только для неправдоподобно больших значений ( $V_{mic}(\cos \theta) > 2,5 \text{ км/сек}$ ) или же не достигалось вообще, даже при нулевых скоростях. Очевидно, что в первом случае используемые нами значения  $gf$  оказывались сильно заниженными, а во втором случае — сильно завышенными. Поэтому мы попытались уточнить имеющиеся для этих линий значения сил осцилляторов. Это было выполнено двумя способами: по наблюдаемой и по теоретической зависимостям эквивалентных ширин линий от параметра  $gf$ .

Эквивалентная ширина в общем случае зависит от модели фотосферы ( $M$ ), поля скоростей ( $V$ ), длины волны ( $\lambda$ ), а также атомных характеристик: обилия ( $A$ ), постоянной затухания ( $\gamma$ ), потенциала возбуждения ( $Ep$ ), потенциала ионизации ( $Ip$ ), функций по состояниям ( $p$ ), силы осциллятора ( $gf$ ), т. е. можно записать  $W = W(M, V, \lambda, A, gf, \gamma, Ep, Ip, p)$ . Параметры  $M, V, A, Ip, p$  для линий одного и того же атома постоянны. Если использовать линии Fe I с близкими  $Ep$  и  $\lambda$ , то наблюдаемая эквивалентная ширина этих линий практически должна выявлять зависимость только от параметра  $gf$ . Нам удалось отобрать из табл. 1 достаточно многочисленную группу линий с близкими потенциалами возбуждения (примерно  $2.2eV$ ). Для этих линий была построена для центра диска зависимость  $W/\lambda$  от  $gf$  (рис. 2). Как видно,

эта зависимость сразу же выявляет линии, для которых значения  $gf$  ошибочны. Из этой группы такими линиями в первую очередь являются линии  $\lambda 6219$  и  $\lambda 6240$ . Именно для них не удалось подобрать приемлемые значения микротурбулентной скорости. Уточненные значения  $gf$  для этих линий сняты с графика. Эти значения  $gf$  приведены в 11 графе табл. 1.

К сожалению, из-за небольшого количества наблюдательного материала нам не удалось построить зависимость, подобную изображенной на рис. 2, для линий с другими потенциалами возбуждения. Однако такую же зависимость можно рассчитать. При этом в расчетах необходимо использовать достаточно точное значение микротурбулентной скорости. Для такого расчета можно использовать микротурбулентную скорость, выведенную по первым 14 линиям табл. 4. Для этих линий средняя величина  $V_{mic}$  в центре диска составляет  $1.01 \text{ км/сек}$ .

Таблица 4

Длина волны, Å	$\cos \theta$				
	1	0.8	0.6	0.436	0.28
5987.070	1.76	1.65	1.86	1.86	2.23
6151.623	0.45	0.32	0.69	1.00	1.27
6157.733	0	0	0.32	0.62	1.23
6173.341	0.74	0.96	1.00	1.00	1.08
6213.438	0.59	0.59	0.73	1.05	1.05
6232.648	2.24	2.24	2.24	2.24	2.06
6252.565	1.41	1.41	1.12	1.12	0.93
6265.140	0.98	0.98	0.98	1.24	1.24
6297.800	1.30	0.96	1.14	1.30	1.30
6335.335	0.94	0.94	1.12	1.20	1.26
6336.836	1.73	1.84	1.84	2.03	2.09
6082.718	0	0	0	0.43	0.73
6219.287	1.05	0.96	1.05	1.36	1.36
6240.653	0.92	0.30	1.00	1.00	1.17
6093.649	1.01	0.79	0.70	0.60	0.60
6096.671	1.01	1.01	0.80	1.18	1.33
6187.995	1.01	0.79	1.00	1.17	1.00
6226.740	1.01	1.01	1.01	0.49	1.00
6229.232	1.01	1.01	1.01	1.01	1.18
6380.750	1.01	1.17	1.32	1.32	1.30
$W > 70 \text{ м\AA}$	1.33	1.28	1.34	1.49	1.50
$W < 70 \text{ м\AA}$	0.74	0.67	0.80	0.89	1.08
Среднее	1.01	0.95	1.05	1.16	1.27

С этим значением микротурбулентной скорости были рассчитаны теоретические зависимости  $\bar{W}/\lambda$  от  $\lg gf$  для центра диска для линий с потенциалами возбуждения 4.61, 2.83 и 4.01, 4.19 (рис. 3). По наблюдаемой эквивалентной ширине для всех шести последних линий (см. табл. 4) из этих зависимостей были сняты уточненные значения  $gf$ . Они приведены в 11 графе табл. 1 и использовались для вычисления  $V_{mic}(\cos \theta)$ .

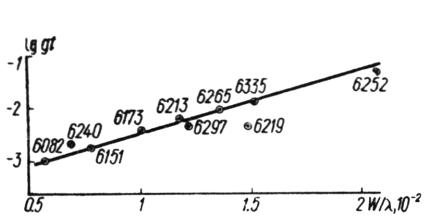


Рис. 2. Зависимость  $W/\lambda$  от  $\lg gf$  по данным наблюдений (в центре диска) для группы линий Fe I с близкими значениями потенциала возбуждения.

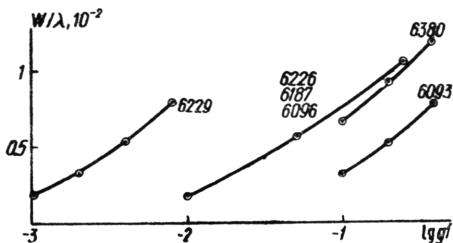


Рис. 3. Теоретические зависимости  $W/\lambda$  от  $\lg gf$ , рассчитанные для центра диска с величиной микротурбулентной скорости 1.01 км/сек.

Все линии табл. 4 целесообразно разделить в зависимости от эквивалентной ширины. Поэтому эти линии были разбиты на две группы:  $W > 70 \text{ м}\text{\AA}$  и  $W < 70 \text{ м}\text{\AA}$ . Значения  $V_{mic}(\cos \theta)$ , усредненные для этих двух групп линий, приведены в двух предпоследних строках табл. 4. Как видно, амплитуда микротурбулентной скорости для линий с большими эквивалентными ширинами существенно больше. Этот эффект может свидетельствовать о росте микротурбулентной скорости с изменением высоты. Однако возможны и другие объяснения: используемая нами шкала сил осцилляторов может иметь систематическую ошибку, зависящую от силы линии. Неясен также вопрос, насколько ошибочны рассчитываемые значения параметра затухания  $\gamma$ . Если реальные значения  $\gamma$  намного выше рассчитываемых, то микротурбулентные скорости для группы  $W > 70 \text{ м}\text{\AA}$  могут быть ощутимо завышены. Учитывая это, мы решили в качестве первого приближения усреднить данные по всем линиям. При этом допускаем возможность возрастания микротурбулентной скорости с высотой.

Усредненные по всем 20 линиям значения  $V_{mic}(\cos \theta)$  приведены в последней строке табл. 4. Как видно, микротурбулентная скорость почти изотропна. Принимая  $V_{mic}^{rad} = 1.01 \text{ км/сек}$ , получаем среднее значение тангенциальной составляющей  $V_{mic}^{tg} = 1.11 \text{ км/сек}$ .

Таблица 5

Линия, $\text{\AA}$	$d_0$		$d_0/2$	
	$\cos \theta = 1$	$\cos \theta = 0.28$	$\cos \theta = 1$	$\cos \theta = 0.28$
$\lambda 6096$	0.175	0.032	0.275	0.114
$\lambda 6173$	0.033	0.003	0.120	0.053
$\lambda 6265$	0.005	0.001	0.054	0.029

для края и центра диска, а также для двух точек контура — в центре линии ( $d_0$ ) и на половине центральной глубины ( $d_0/g$ ). Результаты расчета приведены в табл. 5. Как видно из этих данных, понятие эффективной глубины образования сильной линии весьма неопределенное. В качестве лишь грубой оценки глубины (что в данном случае вполне достаточно) мы приняли среднее из всех четырех значений, приведенных в таблице.

Для оценки глубин, к которым относится эта скорость, мы выбрали три линии, характерные для наиболее слабых, средних и наиболее сильных линий (см. табл. 4):  $\lambda\lambda 6096, 6173, 6265 \text{ \AA}$ . Предварительно были рассчитаны эффективные глубины линий поглощения

Соответственно для линий  $\lambda = 6096$ ,  $\lambda = 6173$  и  $\lambda = 6265$  имеем  $\bar{\tau}_5 = 0.15$  ( $\bar{h} = -110$  км),  $\bar{\tau}_5 = 0.05$  ( $\bar{h} = -180$  км) и  $\bar{\tau}_5 = 0.022$  ( $\bar{h} = -370$  км). Эти значения в среднем характеризуют глубину образования ядра и близких крыльев линий для всего диска Солнца. Полученный интервал глубин ( $-110 < h < -370$  км) определяет область эффективных глубин образования линий приведенных в табл. 4. Реально микротурбулентная скорость действует на эквивалентные ширины этих линий в более широком диапазоне глубин, которые можно положить равными  $0 < h < -550$  км.

### О ВОЗМОЖНОСТИ УТОЧНЕНИЯ МИКРОТУРБУЛЕНТНОГО ПОЛЯ СКОРОСТЕЙ ПО ИЗУЧЕНИЮ ОТНОШЕНИЯ ЭКВИВАЛЕНТНЫХ ШИРИН ЛИНИЙ

Отношение эквивалентных ширин  $W_0/W_\theta$ , где  $W_0$  — эквивалентная ширина для центра диска, а  $W_\theta$  — для положения  $\cos \theta$  на диске, мало чувствительно к абсолютной величине микротурбулентной скорости. Однако это отношение может оказаться достаточно чувствительным к характеру изменения микротурбулентной скорости в зависимости как от глубины, так и от направления в фотосфере. Можно полагать, что отношение  $W_0/W_\theta$  при переходе центр—край будет зависеть также и от силы линии ( $gf$ ), и от потенциала возбуждения, так как от этих параметров существенно зависит эффективная глубина образования депрессии в линии. В связи с этими соображениями мы прежде всего проанализировали характер зависимости  $W_0/W_\theta$  по данным наблюдений, отобрав три группы линий с близкими характеристиками: 1)  $\lambda\lambda 6151, 6173, 6213, 6240, 6265, 6297, 6082$  Å; 2)  $\lambda\lambda 6096, 6157, 6187, 6226, 6380$  Å; 3)  $\lambda\lambda 5759, 5811, 5837, 6034, 6303, 5969$  Å. Первая и вторая группы в общем мало отличаются по интенсивности, но имеют разные потенциалы возбуждения — 2.2 и 4.0 eV соответственно. Вторая и третья группы имеют очень близкие потенциалы возбуждения, но сильно различаются по интенсивности. Третья группа содержит слабые линии, вторая — умеренно сильные и умеренные.

Отношение  $\bar{W}_0/\bar{W}_\theta$ , усредненное по всем линиям в каждой группе, приведено в табл. 6 и на рис. 4,а. Как и предполагалось, это отношение зависит и от силы линии, и от потенциала возбуждения. На рис. 4,б приведен результат теоретического расчета отношения  $W_0/W_\theta$ , выполненного для линии  $\lambda = 6187$  с полученной нами выше микротурбулентной скоростью и тремя различными значениями параметра  $gf$ . Этот расчет также подтверждает зависимость отношения  $W_0/W_\theta$  от параметра  $gf$ .

Таблица 6

Группа линий	$\cos \theta$				
	1	0.8	0.6	0.436	0.28
I. Умеренно сильные $E_p = 2.2$ eV	1.00	$1.014 \pm 0.014$	$0.962 \pm 0.012$	$0.949 \pm 0.013$	$0.929 \pm 0.018$
II. Умеренно сильные $E_p = 4.0$ eV	1.00	$1.017 \pm 0.013$	$1.013 \pm 0.011$	$0.988 \pm 0.007$	$0.980 \pm 0.010$
III. Слабые $E_p = 4.0$ eV	1.00	$0.942 \pm 0.027$	$0.913 \pm 0.030$	$0.859 \pm 0.035$	$0.846 \pm 0.030$

Зависимость отношения  $W_0/W_\theta$  от многих параметров сильно затрудняет возможности использования этой величины для уточнения модели микротурбулентной скорости. С этой целью были отобраны три группы линий с близкими значениями параметров  $gf$ ,  $E_p$  и  $\lambda$ . Это сле-

дующие группы линий: I —  $\lambda\lambda$  6096, 6187 и 6226 Å; II —  $\lambda\lambda$  6151, 6173, 6213, 6240, 6297 Å; III —  $\lambda\lambda$  6219, 6335 и 6265 Å. Со средними значениями параметров  $gf$ ,  $Ep$  и  $\lambda$  для этих групп линий (табл. 7), а также принятой нами предварительной моделью микротурбулентного поля скоростей ( $V_{rad}=1,01$ ,  $V^{tg}=1,11$  км/сек) были рассчитаны отношения  $W_0/W_\theta$  (табл. 7, рис. 5).

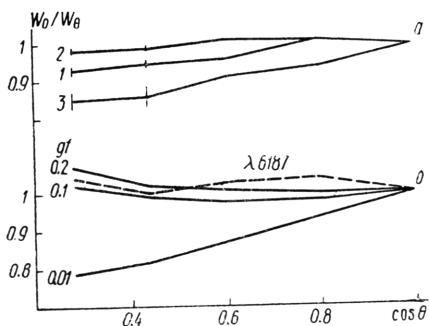


Рис. 4. Наблюдаемые зависимости  $W_0/W_\theta$  для трех групп линий (по данным табл. 6):

$a$  — теоретический расчет зависимости  $W_0/W_\theta$  для линии  $\lambda 6187$ ,  $b$  — принятые три значения параметров  $gf$ .

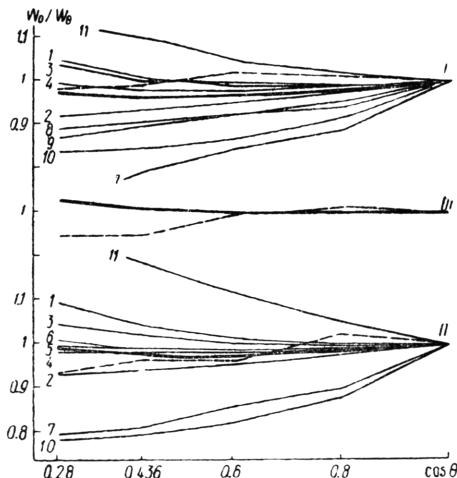


Рис. 5. Сравнение наблюдаемых и теоретических зависимостей  $W_0/W_\theta$  для трех групп линий табл. 7:

штрихованная линия — наблюдения; жирная — расчеты с предварительной моделью микротурбулентной скорости, выведенной в предыдущем разделе; I—II — расчеты с различными моделями микротурбулентного поля скоростей.

Таким образом, согласование наблюдений и расчетов неплохое, что может подтверждать реальность принятых значений  $V_{mic}^{rad}$  и  $V_{mic}^{tg}$ .

С целью дальнейшего анализа результатов мы испробовали еще ряд моделей микротурбулентного поля скоростей для групп I и II, отличающихся потенциалами возбуждения и силами осцилляторов.

Таблица 7

Группа линий	$\cos\theta=1$	$\cos\theta=0.8$	$\cos\theta=0.6$	$\cos\theta=0.436$	$\cos\theta=0.28$
I. $Ep=3.93$ $gf=0.062$ $\lambda=6170$	1.0	$1.007 \pm 0.015$	$1.013 \pm 0.013$	$0.986 \pm 0.008$	$0.979 \pm 0.028$
II. $Ep=2.21$ $gf=0.0038$ $\lambda=6215$	1.0	$1.025 \pm 0.019$	$0.962 \pm 0.013$	$0.963 \pm 0.017$	$0.936 \pm 0.025$
III. $Ep=2.19$ $gf=0.011$ $\lambda=6273$	1.0	$1.007 \pm 0.011$	$0.989 \pm 0.015$	$0.944 \pm 0.005$	$0.944 \pm 0.005$

Приложение. В первой строке приведены данные наблюдений, во второй — данные расчета.

В первую очередь мы испробовали две разные модели микротурбулентного изотропного поля скоростей: резко возрастающую с глубиной скорость и резко убывающую с глубиной скорость (модели 1 и 2, рис. 6). Эти модели построены так, чтобы микротурбулентная скорость на эффективной глубине образования данной группы линий была близ-

кой к выведенной нами в предыдущем разделе (примерно 1,1 км/сек). В качестве эффективной глубины образования групп линий I и II мы приняли рассчитанные выше средние глубины для линий  $\lambda$  6096 и  $\lambda$  6173, равные соответственно —110 км и —180 км. Эти модели (1, 2) представлены на рис. 6 (для второй группы линий). Кроме моделей 1 и 2 мы испытали еще следующие изотропные модели: 3 и 4 — плавно возрастающая и плавно убывающая микротурбулентные скорости от 0 до 2 км/сек и наоборот (в пределах глубин  $-700 < h < +70$  км), 5 — медленно возрастающая с глубиной от 1.1 до 1.9 км/сек (в области глубин  $-700 < h < +70$  км), 6 — медленно убывающая с глубиной от 1.5

до 0.5 км/сек (в области глубин  $-70 < h < +70$  км) со средним значением  $\approx 1$  км/сек на глубинах формирования умеренно сильных линий. Были испытаны также следующие неизотропные модели: 7 — выведенная нами [1] методом проб и ошибок модель общего поля скоростей, 8 — модель [1] с амплитудой скорости, уменьшенной на 1 км/сек, 9 — большеамплитудная модель ( $V^{\text{rad}} = 3$  км/сек,  $V^{\text{tg}} = 3.4$  км/сек), 10 —  $V^{\text{rad}} = 1.0$  км/сек,  $V^{\text{tg}} = 2.0$  км/сек, 11 —  $V^{\text{rad}} = 2.0$  км/сек,  $V^{\text{tg}} = 1.0$  км/сек.

Анализируя полученные данные, можно сделать следующие выводы.

1. Абсолютная величина скорости мало влияет на ход зависимости  $W_0/W_\theta$  (сравн., например, модели 5 и 6, 8 и 9). Поэтому величина микротурбулентной скорости может быть получена только из анализа абсолютных значений эквивалентных ширин линий.

2. Одни и те же модели (например, 3, 4, 7, 10) дают для разных групп линий зависимости  $W_0/W_\theta$  различающиеся, хотя и не очень сильно. Это дает возможность уточнить модель микротурбулентной скорости по линиям, образующимся на разных глубинах.

3. Модели изотропной, сильно возрастающей или сильно убывающей с глубиной микротурбулентной скорости, а также любые модели с резко выраженной анизотропией не могут удовлетворить данные наблюдений.

4. Чувствительность отношения  $W_0/W_\theta$  к модели микротурбулентной скорости не очень высока. Однако характер изменения этого отношения при переходе центр—край позволяет определить, хотя в некоторых пределах точности, характер изменения амплитуды микротурбулентной скорости с глубиной. В данном случае результаты указывают в общем на лучшее согласие наблюдений с расчетами для изотропной постоянной или слегка возрастающей с высотой микротурбулентной скорости.

Уточнение этой модели более детальным согласованием наблюдений и расчетов нецелесообразно из-за сравнительно больших ошибок наблюдаемых зависимостей  $W_0/W_\theta$  (см. табл. 7).

Отметим характерные особенности наблюдаемого отношения  $W_0/W_\theta$ .  $W_0/W_\theta > 1$  — для наблюдений близ центра диска и  $W_0/W_\theta < 1$  — для наблюдений близ края. Такие особенности отмечаются во всех случаях (см. рис. 5 и 6), и поэтому их трудно объяснить ошибками наблюдений. Первую особенность можно объяснить небольшой анизотропией микротурбулентной скорости с преобладанием радиальной составляющей, вторую — небольшой анизотропией с преобладанием тангенциальной составляющей или же изотропной моделью с микротурбулентной скоростью, резко возрастающей с высотой. Единая модель

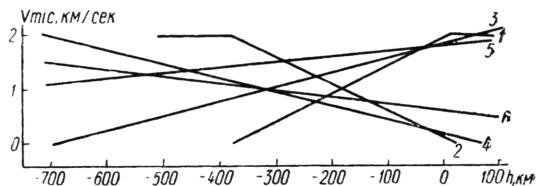


Рис. 6. Различные модели изотропного микротурбулентного поля скоростей, принятые в расчетах  $W_0/W_\theta$  (см. текст и рис. 5).

поля скоростей, которая объяснила бы обе эти особенности, оказалась слишком сложной и малоправдоподобной. Можно предположить, что расчеты с другой фотосферной моделью смогли бы объяснить наблюдения точнее. Вопрос пока неясен, и изучение его может быть продолжено лишь при наличии более многочисленного наблюдательного материала.

Результаты исследований в предыдущем разделе указывают на возможный эффект возрастания микротурбулентной скорости с высотой. Анализ отношения  $W_0/W_\theta$  при переходе центр—край показывает, что возрастающая с высотой микротурбулентная скорость также лучше удовлетворяет наблюдениям. Поэтому, резюмируя, мы можем рекомендовать для области глубин  $0 < h < -550$  км изотропную слегка возрастающую с высотой микротурбулентную скорость. Амплитуда этой скорости, выведенная из анализа абсолютных значений эквивалентных ширин (1.1 км/сек), должна быть отнесена в среднем к слоям формирования основной доли поглощения в умеренных и умеренно сильных линиях Fe I. Эти слои охватывают область глубин  $-100 < h < -400$  км. Наиболее близкими к предлагаемой являются модели 6 и 4 (рис. 6).

Модель изотропной возрастающей с высотой скорости более реальна также с физической точки зрения. Действительно, рост ее с изменением высоты соответствует физическим представлениям об увеличении степени диссиpации конвективных и волновых движений в высоких слоях атмосферы Солнца. Микротурбулентная скорость является, по-видимому, результатом распада этих более крупномасштабных движений. С другой стороны, физическое (и математическое) понятие турбулентной скорости предполагает ее изотропность.

В связи с полученными выводами нельзя придавать большого значения результатам, в которых допускается возрастание микротурбулентной скорости в зависимости от глубины. Такие результаты обременены влиянием макротурбулентных движений и в большей своей части они представляют амплитуду общего поля скоростей. Более надежные данные о характере микротурбулентной скорости в большом интервале глубин можно получить, произведя подобный анализ для ряда групп линий, образующихся на разных глубинах. Для этого потребуется очень большой наблюдательный материал. Такие исследования, выполненные для линий разных атомов, покажут также, насколько модель микротурбулентного поля скоростей является универсальной, т. е. пригодна ли она для расчета коэффициента поглощения любых фраунгоферовых линий. Возможно, что и нет, так как, вообще говоря, понятие микротурбулентной скорости не является однозначным. Его можно осмысливать только по отношению к данной линии (или группе линий с близкими характеристиками).

Ввиду этих соображений понятие общего фотосферного поля скоростей приобретает еще более важный практический смысл. Именно это понятие дает возможность разделить микро- и макротурбулентность: выведенная по эквивалентным ширинам микротурбулентная скорость позволяет выделить из общей амплитуды поля скоростей макротурбулентную скорость.

## Основные выводы

Микротурбулентную скорость следует определять или уточнять в конкретном случае по эквивалентным ширинам исследуемых линий.

Микротурбулентная скорость, выведенная по эквивалентным ширинам умеренных и умеренно сильных линий Fe I, хорошо представляется моделью квазизотропной слегка увеличивающейся с высотой скорости. Амплитуда этой скорости в слоях, где образуются эти линии ( $h = 100 \div 400$  км,  $\tau_b = 0.15 \div 0.02$ ), равна в среднем 1.1 км/сек.

## ЛИТЕРАТУРА

- Гуртовенко Э. А. Изучение амплитуды поля скоростей по слабым линиям металлов. — АЖ, 1975, 52.
- Левинсон И. Б., Никитин А. А. Руководство по теоретическому вычислению интенсивностей линий в атомных спектрах. Л., 1962.
- Allen C. W. The f-Sum Rule and FeI-f-Values. — Mon. Not. Roy. Astr. Soc., 1971, 152, 295.
- Corliss C. H., Tech J. L. Oscillator Strengths and Transition probabilities for 328 Lines of FeI. — Nat. Bur. Stand., Monograph N 108, U. S. Department of Commerce, 1968.
- Corliss C. H., Wagner B. Absolute Oscillator Strength for FeI. — Ap. J. Suppl., 1964, 8, 83, 395.
- Garz T., Holweger H., Kock M., Richetr J. Revision der solaren Eisenhäufigkeit und ihre Bedeutung für das Modell der Sonnenphotosphäre. — Astron. Astrophys., 1969, 2, 446.
- Holweger H. Ein empirisches Modell der Sonnenatmosphäre mit lokalem thermodynamischen Gleichgewicht. — Z. f. Astrophys., 1967, 65, 365.
- Lites B. The solar neutral iron spectrum. — Solar Phys., 1973, 32, 283.
- Müller E., Baschek B., Holweger H. Center-to-Limb Analysis of the Solar Oxygen Lines. — Solar Phys., 1968, 3, 125.
- Nissen P. E. Turbulence in the Solar Photosphere as Derived from the Study of Center-to-Limb Variations of Equivalent Widths of TiI Lines. — Ann. Astrophys., 1965, 28, 556.
- Waddel J. M. — Nomographic Method for the Determination of Absorption and Scattering Coefficient using the Line Profiles. — Astrophys. J., 1958, 127, 284.
- Wagner B. The Abundance of the Elements in the Solar Photosphere IV. The Iron Group. — Mon. Not. Roy. Astr. Soc., 1968, 138, 229.
- Withbroe G. L. An Analysis of CH in the Solar Atmosphere. — Ap. J., 1967, 147, 1117.

Главная астрономическая  
обсерватория АН УССР

Поступила в редакцию  
в марте 1975 г.

## О ВЛИЯНИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПРОФИЛИ БАЛЬМЕРОВСКИХ ЛИНИЙ ХРОМОСФЕРНЫХ ВСПЫШЕК

К. В. Аликаева

Интерпретация наблюденных профилей спектральных линий во вспышках и явлениях типа вспышек встречает значительные трудности. Этот вопрос тесно связан с существом процессов, происходящих во вспышках, и физическими условиями, в которых находится вспышечная материя.

Анализ профилей линий во вспышках на диске показывает, что все бальмеровские линии, включая  $H_{\alpha}$ , испытывают влияние эффекта Штарка [6, 13]. Нижние члены бальмеровской серии в лимбовых вспышках штарковского расширения не обнаруживаются. Лабораторные эксперименты показали сходство спектра мощного импульсного разряда в водороде с водородным спектром солнечных вспышек [3]. Ход интенсивности в крыльях линий зависит от направления, в котором производится наблюдение спектра излучения плазмы. При наблюдении вдоль плазменного шнура расширение водородной эмиссии в крыльях вызвано макроскопическими движениями плазмы. При наблюдении поперек оси разряда водородные линии оказываются расширенными благодаря эффекту Штарка.

Расчеты профилей бальмеровских линий, расширенных совместным действием эффектов Доплера и Штарка, выполнены в [7], в которой используется полуэмпирическая теория штарковского уширения Грима, учитывающая воздействие микрополя ионов и ударное действие элек-