

в континууме для слоя, в котором функция источника равна $B_{\theta t}$. Чтобы охватить по возможности больший диапазон τ^0 , наблюдения следует произвести по линиям с различающимися центральными интенсивностями.

Найденная зависимость $B' = B'(\tau^0)$ может в принципе использоваться не только для определения оптической глубины в разных участках контура линии при отсутствии ЛТР, но также и для других задач.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мустель Э. Р. Звездные атмосферы, гл. 13, § 3, 1960.
2. De Jager C., Neven L. — Memoires Soc R. Sc. Liege, 9, 1963.
3. Gingerich O., de Jager C. — Solar Physics, 3, № 1, 5, 1968.
4. Гуртовенко Э. А., Троян В. И. — В кн.: Астрометрия и астрофизика, 8, 1969.
5. Swihart T. L. — A. J., 64, 133, 1959.

ON THE DETERMINATION OF THE OPTICAL DEPTH FOR DIFFERENT PARTS OF FRAUNHOFER PROFILES

E. A. GURTOVENKO

Summary

The method of approximate determination of the optical depth τ in the profile of the Fraunhofer line is considered. In the method the observed profile and allocation of τ to the temperature in the photosphere must be known. If the source function $B'(\tau)$ in the line seems not to be equal to the Plank function, the dependence $B'(\tau)$ on τ is needed. The method for the determination of $B'(\tau)$, using the centre-to-limb observations of the central intensities of the line is suggested.

ИЗМЕНЕНИЕ ПРОФИЛЕЙ ЦЕНТР — КРАЙ СЛАБЫХ ФРАУНГОФЕРОВЫХ ЛИНИЙ. I

Э. А. Гуртовенко, Н. Н. Кондрашова

Резюмируя в 1949 г. состояние исследований по одной из важнейших проблем физики Солнца — теории фраунгоферовых линий и истолкование ее в рамках наблюдательных данных, Э. Р. Мустель отметил: «...механизм образования линий поглощения в солнечной атмосфере является в настоящее время довольно спорным, гораздо более спорным, чем это могло бы показаться при чтении соответствующих разделов книги» (имеется в виду [1]).

Состояние этой проблемы за последующие 20 лет не улучшилось. Многочисленные теоретические исследования, выполненные по этому вопросу в основном в 20-е и 30-е годы, казалось, объяснили основные имеющиеся в то время данные о линиях поглощения. Однако получение более высококачественного наблюдательного материала в предвоенные и послевоенные годы и сравнение его с теорией вызвало значительные трудности в интерпретации наблюдений. Возможно, поэтому, а также из-за возросшего увлечения физикой активных образований на Солнце, интерес к этой проблеме в последующие годы иссяк. Он начал опять возрождаться в последнее десятилетие. Этому способствовало:

1) повышение точности наблюдений спектра Солнца, в частности, введение в арсенал солнечных инструментов двойных монохроматоров, показало, что те наблюдения, которыми пользовались ранее, недостаточно точны для сравнения данных наблюдений с хорошо разработанной

теорией. Например, для линий D_1 и D_2 Na ранее принималась центральная интенсивность лишь порядка 10%, тогда как сейчас можно уверенно считать, что интенсивность истинного «дна» этих линий меньше 4%;

2) новейшие данные о поле скоростей и тонкой структуре фотосферы, которые приводят к необходимости пересмотра теории с учетом этих эффектов;

3) освоение современных автоматических и счетно-решающих устройств, что открывает широкие возможности в области автоматизации наблюдений и проведения сложных теоретических расчетов.

Особенно немногочисленны в настоящее время исследования очень слабых фраунгоферовых линий. Это объясняется тем, что точность их наблюдений, особенно эквивалентных ширин, оказывалась чрезвычайно низкой.

Одна из основных ранних работ по изучению слабых линий [2] содержит результаты сравнения эквивалентных ширин близ края и в центре диска. Использованный наблюдательный материал недостаточно точный для тщательного исследования профилей линий, метод исследований носит в какой-то степени статистический характер. Наблюдения близ края в участках диска $\cos \theta = 0.28; 0.19; 0.39$ усреднялись.

В работе [3] (исследовалось 20 линий) наблюдения проведены для ряда расстояний от центра диска Солнца. К сожалению, контуры линий в этой работе не исследовались вовсе, определялись только центральные интенсивности и полуширины. Обработка данных (получение эквивалентных ширин, исправление за инструментальные искажения) выполнена приближенно. Важными результатами этой работы мы считаем выводы о неизотропности турбулентного поля скоростей (тангенциальная и радиальная составляющие равны соответственно 2.79 и 1.74 км/сек) и различие хода эквивалентных ширин центр—край для слабых и умеренных линий.

По исследованиям ширин слабых фраунгоферовых линий немного больше работ, так как полуширина определяется более точно, чем эквивалентная ширина. Из них основными являются [4—7]. Как правило, авторов интересовал в этих случаях вопрос о турбулентности в фотосфере. Работы выполнены на различном наблюдательном материале, и результаты их в общем противоречивы. Лишь наблюдения Бэлл и Мелтцер [5] и Уоддела [7] выполнены фотоэлектрически с точностью, достаточной для более или менее тщательного анализа профилей линий. Однако, к сожалению, наблюдения Бэлл и Мелтцер относятся только к центру диска, и исследования посвящены лишь изучению турбулентности. Большинство названных авторов использовали в своих работах не только слабые, но и умеренные линии.

Наблюдения, обработка материала

Мы поставили задачу всесторонне исследовать профили очень слабых фраунгоферовых линий при переходе центр—край по данным фотоэлектрических наблюдений на двойном солнечном монохроматоре.

В настоящей статье изложены первые результаты работы, проведенной в этом направлении в 1968 г.

Для исследования выбраны линии с глубиной не более 10%. Уже в процессе обработки и интерпретации данных мы пришли к выводу, что отбор линий произведен не надлежащим образом. Мы ограничивались областью близ $\lambda 6200 \text{ \AA}$ в IV порядке, в которой уже произведено тщательное исследование инструментального контура. Впоследствии оказалось, что коррекцию за наш инструментальный контур для столь слабых линий вводить необязательно. Из-за погодных условий и загруженности телескопа для некоторых линий записи получены в недоста-

точном количестве. Наблюдения, как показали результаты этой работы, следовало бы дополнить линиями легких элементов и ионизованных металлов, обратить более тщательное внимание на величину потенциала возбуждения и т. д. Следует также увеличить объем наблюдательного материала.

Наблюдения произведены фотоэлектрически в IV порядке спектра на двойном солнечном монохроматоре [8] в августе—сентябре 1968 г.

Скорость сканирования $4.5 \frac{\text{м}\AA}{\text{сек}}$. Впоследствии часть материала была

записана со скоростью $9 \frac{\text{м}\AA}{\text{сек}}$, так как в результате дополнительных

исследований выяснено, что скорость записи можно существенно увеличить.

Направление перехода центр—край обычно совпадало с направлением восток—запад или оказывалось близким к этому направлению. Перед наблюдениями диск Солнца просматривался в линии H_α на хромосферном телескопе с тем, чтобы на выбранные участки не попала часть активной области или флоккул. Параллельно с сигналом (линиями) по второму каналу усилителя электрофотометра в той же области спектра регистрировалось состояние прозрачности. Запись велась с фототумблителем EMI-6094. В общем для каждой линии было получено по четыре записи в последовательности прямая—обратная—прямая—обратная. Однако в некоторых случаях при обработке из-за какого-либо дефекта в одной из записей нам пришлось ограничиваться выбором только двух записей: прямой и обратной. Запись только в одном направлении мы не считаем «независимым измерением».

Вблизи выбранных для наблюдения восьми линий, отождествленных согласно каталогу [9], были две линии $\lambda\lambda 6057.251$ и 6055.407 , принадлежащие неизвестным элементам. Эти линии также обработаны. В табл. 1 в первом столбце приведены длина волны, элемент согласно отождествлению, потенциалы возбуждения нижнего уровня (E_p) и потенциалы ионизации (J_p). Во втором столбце даны значения $\cos \theta$. Количество записей каждой линии, а также качество наблюденного материала в трехбалльной шкале: 1 — плохое, 2 — удовлетворительное, 3 — хорошее, отмечены в третьем столбце табл. 1 в виде произведения для каждой линии и соответствующего значения $\cos \theta$. Произведение этих двух чисел может служить своего рода «весом», характеризующим точность построенного профиля данной фраунгоферовой линии.

Качество материала оценивалось по состоянию прозрачности, а также качеству функционирования усилительной и регистрирующей аппаратуры в процессе записи. Независимо от двух этих факторов качество материала всегда хуже близ самого края диска, где эффекты дрожания и гидрование обусловливают своего рода шумы. Последние не всегда можно учесть с достаточной точностью даже при тщательном исправлении записи основного канала в соответствии с контрольной записью по каналу регистрации прозрачности.

Обработка записей, полученных на бумажных лентах самописца ЭПП-09, заключалась в исправлении их за изменение прозрачности, построении профилей линий для отдельных записей в относительных единицах и усреднении данных. Средняя случайная ошибка δ , относительно интенсивности в контуре линии для одного «независимого» измерения представлена в табл. 2. «Независимым» измерением считалось среднее из двух записей в прямом и обратном направлениях, хотя мы и не замечали систематического различия между записями в прямом и обратном направлениях. Данные в табл. 2 получены в результате подсчета уклонений от средних профилей, построенных по двум независимым измерениям для линии серы $\lambda 6046.04 \text{ \AA}$. В данном случае мы

Таблица 1

Линии	$\cos \Theta$	Вес измерения	$W_{\text{н.}}, m\text{\AA}$	$\Delta\lambda, m\text{\AA}$	$d_0, \%$	$\Delta\lambda_{\text{Д}} m\text{\AA}$	$W_{\text{в.}}, m\text{\AA}$
$\lambda 6045.497$	1.00	4×3	2.10	119	1.75	71.7	2.24
Fe II	0.80	4×1	1.95	119	1.44	71.7	2.02
$E. P. = 6.21 ev$	0.60	4×2	1.50	128	1.17	77.1	1.60
$I. P. = 16.16 ev$	0.44	4×2	1.08	86	1.05	51.8	0.964
		0.28					
$\lambda 6046.04$	1.00	4×3	19.77	239	6.40	144	16.3
S I	0.80	4×2	17.90	239	6.10	144	15.5
$E. P. = 7.87 ev$	0.60	4×2	18.96	261	6.10	157	17.1
$I. P. = 10.31 ev$	0.44	4×2	18.15				
		0.28		269	5.85	162	16.9
$\lambda 6055.407$	1.00	2×1	2.43	96	2.60	57.8	2.66
	0.80	2×2	3.13	111	2.60	67.0	3.08
	0.60	4×3	3.79	119	3.00	71.7	3.82
	0.44	4×2	3.68	126	2.79	75.9	3.76
	0.28	4×2	3.44	104	2.80	62.7	3.14
$\lambda 6054.075$	1.00	2×2	9.40	86	8.90	51.8	8.15
Fe I	0.80	2×2	10.19	98	8.90	59.0	9.33
$E. P. = 4.37 ev$	0.60	4×2	10.31	105	8.80	63.3	9.82
$I. P. = 7.858 ev$	0.44	4×2	10.77	110	8.88	66.3	10.5
	0.28	4×2	10.32	117	8.74	70.5	10.9
$\lambda 6055.097$	1.00	1×2	3.26	92	2.90	55.4	2.86
Cr I ?	0.80	2×2	4.17	126	2.85	75.9	3.84
	0.60	4×3	4.33	125	3.30	75.3	4.40
	0.44	4×2	4.13	141	2.84	84.9	4.28
	0.28	4×2	3.42	105	2.85	63.3	3.20
$\lambda 6052.682$	1.00	2×3	13.34	209	5.90	126	13.2
S I	0.80	2×2	11.00	198	5.60	119	11.9
$E. P. = 7.87 ev$	0.60	2×3	10.40	200.5	5.35	121	11.5
$I. P. = 10.31 ev$	0.44	4×2	9.11	218	3.92	131	9.12
	0.28	2×2	5.61	221	2.70	133	6.40
$\lambda 6058.172$	1.00	2×3	2.53	117	1.90	70.5	2.38
V I	0.80	2×2	3.17	145	2.15	87.3	3.28
$E. P. = 1.04 ev$	0.60	2×3	3.95	174.5	2.30	105	4.30
$I. P. = 6.71 ev$	0.44	4×2	4.39	152	2.70	91.6	4.40
	0.28	4×2	4.37	155	2.88	93.4	4.76
$\lambda 6057.251$	1.00	2×3	6.105	91	5.05	54.8	4.92
	0.80	2×2	6.45	103	5.08	62.0	5.60
	0.60	2×3	7.07	115	5.10	69.3	6.27
	0.44	4×2	8.44	121	5.60	72.9	7.25
	0.28	4×2	7.92	122	5.28	73.5	6.95
$\lambda 6092.818$	1.00	4×2	3.30	85.7	3.65	51.6	3.34
Ti I	0.80	4×2	3.58	92.5	3.575	55.7	3.52
$E. P. = 1.89 ev$	0.60	4×2	4.125	108.8	3.75	65.5	4.35
$I. P. = 6.81 ev$	0.44	2×2	4.70	109.1	4.45	65.7	5.17
	0.28	6×2	4.83	109.4	4.60	65.9	5.37
$\lambda 6093.151$	1.00	4×2	7.68	117.8	6.20	71	7.80
Co I	0.80	4×2	7.450	114	6.50	68.7	7.90
$E. P. = 1.74 ev$	0.60	4×2	9.30	119	7.30	72.6	9.40
$I. P. = 7.84 ev$	0.44	4×2	12.04	125.6	9.20	75.7	12.3
	0.28	6×2	12.76	129.8	9.50	78	13.1

выбрали линию, которая в общей оценке качества использованного материала является не лучшей, но и не худшей. Для линий, полученных в результате обработки четырех записей, ошибка в контуре — $\frac{\delta_r}{\sqrt{2}}$ соответственно, для шести записей — $\frac{\delta_r}{\sqrt{3}}$ и т. д.

Как видно из табл. 2, ошибка заметно возрастает при переходе к краю диска. Ее можно считать не зависимой от силы (глубины) линии. Однако в пределах контура эта ошибка несколько больше в ядре, чем в дне и в крыльях линии. Более тщательный анализ этой ошибки произведен в [10].

При оценке ошибки δ_w эквивалентной ширины «независимым» измерением можно считать единичную запись в прямом или обратном направлениях. В настоящем материале ошибка δ_w , оцененная нами для такой единичной записи по данным обработки двух линий $\lambda 6057.25$ и Co I , составляет $\approx 8\%$, т. е. в случае усреднения двух записей мы получим ошибку $\delta_w \approx 6\%$, а по данным четырех записей $\delta_w \approx 4\%$. Полагаем, что эту ошибку можно существенно уменьшить при более тщательном выборе точек континуума близ линий. Учет рассеянного света производился в каждой отдельной записи. В данном случае речь идет об учете интегрального рассеянного света, налагающегося на спектр после второй дифракции. Этот рассеянный свет учитывается во время записи достаточно точно путем перекрытия спектрального пучка вблизи фокальной плоскости спектрографа после второй дифракции. Величина его в нашем монохроматоре обычно не превышает 1%. Другой, наиболее опасный вид рассеянного света, в том числе и рассеянный свет, обусловленный духами решетки, в системе двойного монохроматора практически полностью устраняется.

Коррекция построенных средних контуров за ошибку инструментального профиля произведена по методу, изложенному в [11]. Результаты показали, что даже для самых глубоких линий ($d_0 \approx 9\%$) эта ошибка не превышает 0.4%. Это не удивительно, так как крылья инструментального профиля в двойном монохроматоре ГАО АН УССР [12] слабы, а полуширина ядра составляет $\approx 14 \text{ m}\text{\AA}$. В дальнейшем контуры очень слабых линий, записанных на нашем приборе, будем считать практически идеальными.

Наблюденная эквивалентная ширина W_n , полная полуширина $\Delta\lambda$, центральная глубина (в %) d_0 допплеровская полуширина $\Delta\lambda_D = \frac{\Delta\lambda}{1.66}$, вычисленная эквивалентная ширина по данным наблюдений $W_b = \sqrt{\pi} d_0 \Delta\lambda_D$, приведены в 4—8 столбцах табл. 1. На рис. 1 для всех линий представлены графические значения W_n (кружочки), W_b (крестики), а также допплеровские полуширины $\Delta\lambda_D$ в зависимости от $\cos \theta = \mu$. На рис. 2 для некоторых характерных линий (FeI, Si, TiI, CrI, VI) представлены полностью профили центр—край.

Качественный анализ профилей линий

Анализ данных табл. 1, а также построенных для всех линий графиков типа рис. 1, 2, позволяет отметить следующие очевидные закономерности:

1. Эквивалентная ширина может: а) только уменьшаться, б) только увеличиваться, в) оставаться постоянной, г) увеличиваться, потом уменьшаться.

Не наблюдаются случаи уменьшения, а затем увеличения эквивалентной ширины. Для нейтральных элементов W_n увеличивается к краю, для ионизированного железа уменьшается к краю (наблюдения FeII выполнены только в одной линии). Линии серы в отношении изменения эквивалентной ширины ведут себя по-разному: $W_n \lambda 6046.04$ остается почти неизменной, $W_n \lambda 6052.682$ заметно уменьшается. В общем эффект возрастания W_n к краю имеет место для большинства линий. Этот эффект отмечен и в [3]. Однако, по-видимому, из-за недостаточно доброкачественного наблюдательного материала, а также приближенной его обработки, Аллен пришел к выводу об эффекте только небольшого монотонного увеличения очень слабых линий при переходе к краю.

Таблица 2

$\cos \theta$	1	0.8	0.44
$\delta, \%$	0.14	0.16	0.17

2. Центральные остаточные интенсивности могут увеличиваться или уменьшаться, но в большинстве случаев остаются почти без изменений.

3. Полуширина, как правило, только увеличивается. Изредка бывает небольшое увеличение, а потом падение близ края.

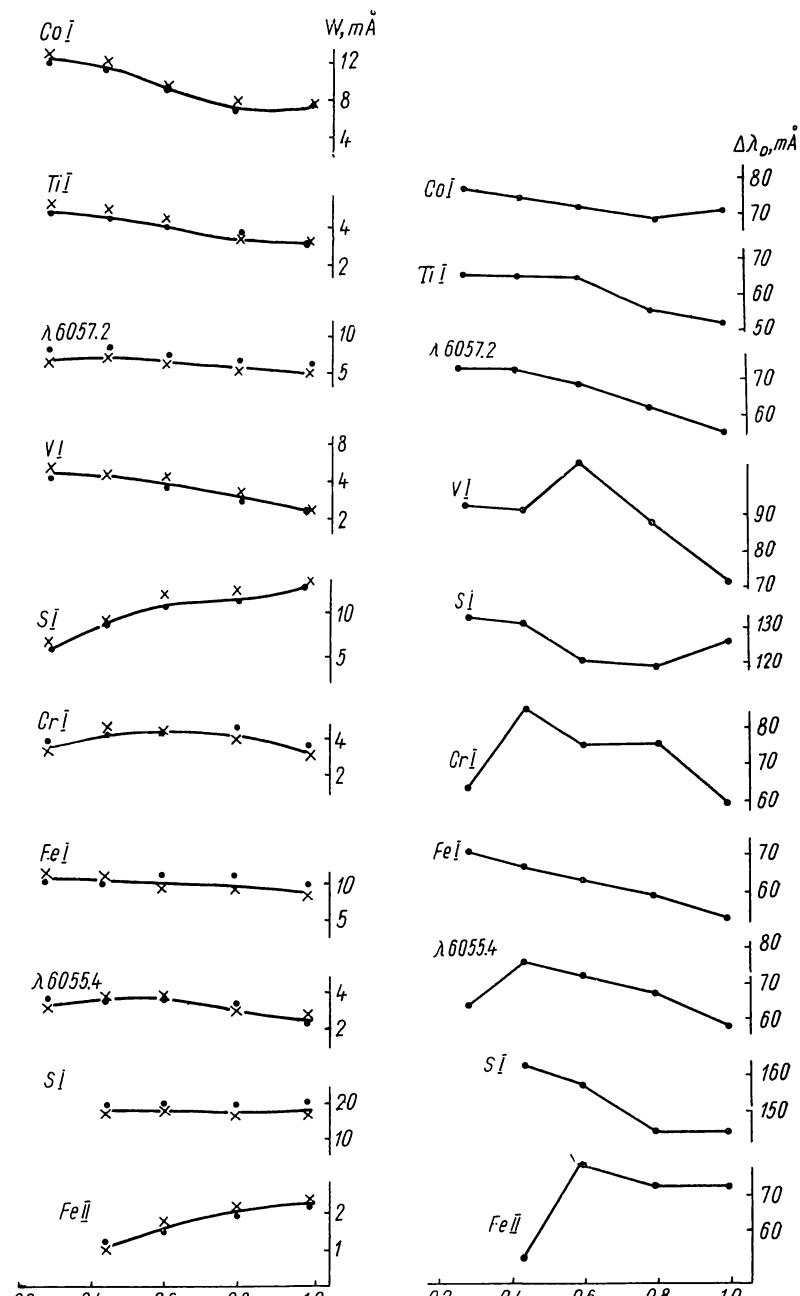


Рис. 1. Эквивалентные ширины и допплеровские полуширины линий при переходе центр—край.

4. Форма профилей. В большинстве случаев профили из остроконечных с небольшими крыльями (V-образные профили) приобретают форму U-образных профилей без четко выраженных крыльев (рис. 2, в, г, д). Лишь очень слабые линии сохраняют V-образную форму без четко выраженных крыльев (рис. 2, а, б). Линии серы очень широкие и асим-

метричны, с пологим фиолетовым крылом (рис. 2, в). Такой же характер асимметрии в наиболее широкой из металлических линий — линии ванадия (рис. 2, а).

Качественную интерпретацию отмеченных закономерностей можно произвести на основе имеющихся данных о строении фотосферы или некоторых физических соображений.

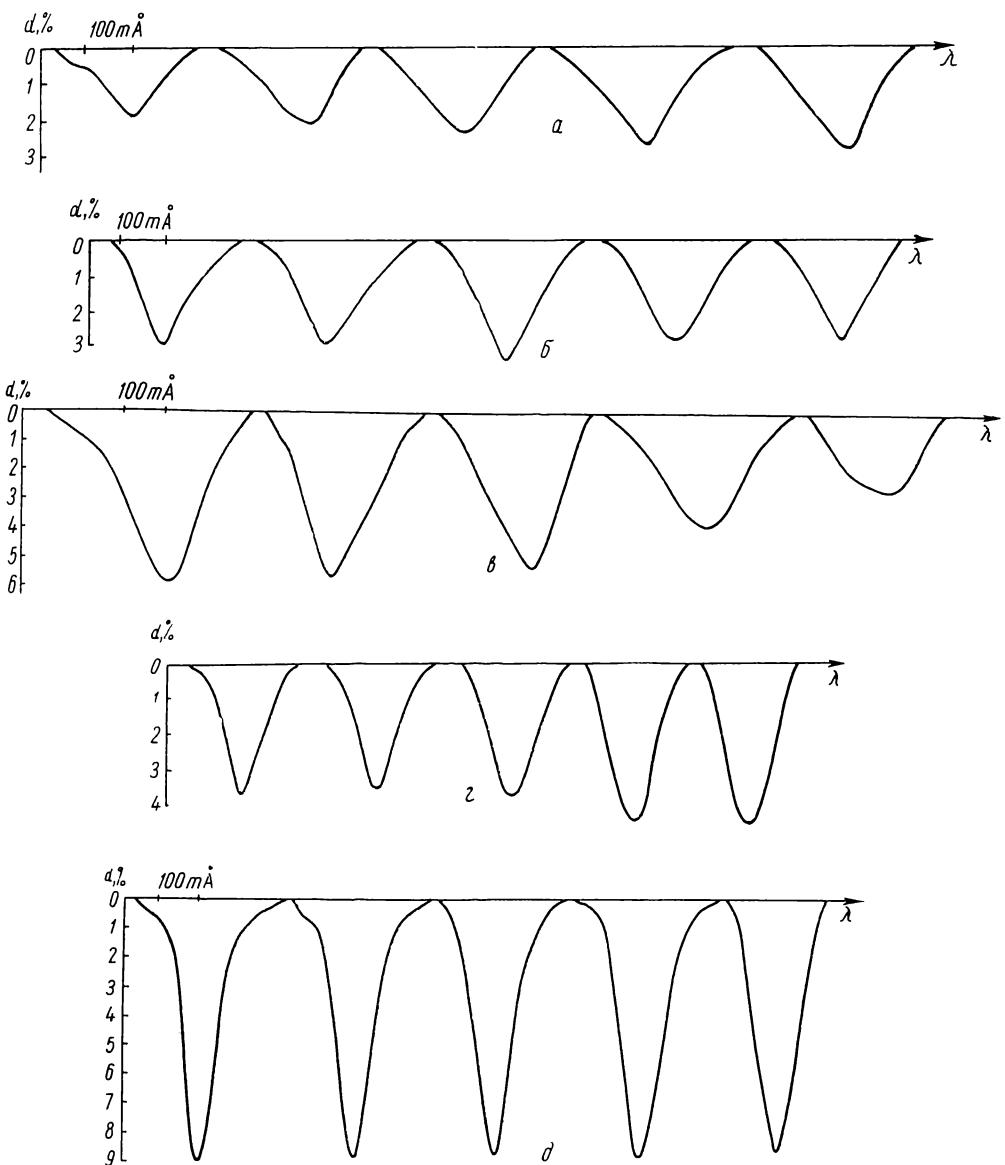


Рис. 2. Профили некоторых линий центр—край в порядке изменения $\cos \Theta = 1.0, 0.8, 0.6, 0.44, 0.28$.

а — VI $\lambda = 6058.172 \text{ \AA}$; б — CrI $\lambda = 6055.097 \text{ \AA}$; в — SiI $\lambda = 6052.682 \text{ \AA}$; г — TiI $\lambda = 6092.818 \text{ \AA}$; д — FeI $\lambda = 6054.075 \text{ \AA}$.

1. Эквивалентная ширина. Профили слабых линий и эквивалентная ширина при переходе центр—край мало зависят от механизма взаимодействия поля излучения с атомами поглощающего вещества и определяются зависимостью $\eta = \frac{x_v}{x}$ с глубиной. Грубо эта зависимость реа-

лизуется в двух случаях структуры фотосферы: Шустера—Шварцшильда, когда поглощающее вещество расположено над фотосферой, и Милна—Эддингтона, когда $\eta = \text{const}$ по всей глубине фотосферы. В первом случае, если η растет резко с высотой, т. е. имеем приближение к схеме Ш.—Ш., должно происходить увеличение W к краю. В схеме М.—Э., наоборот, W линии должны уменьшаться к краю. Для металлов (FeI , VI), которые практически ионизированы в фотосфере, следует ожидать относительного увеличения числа поглощающих атомов с высотой (рост η с высотой) в результате уменьшения температуры. Таким образом, для нейтральных металлов схема Ш.—Ш. более приемлема. При переходе центр—край, т. е. с уменьшением эффективной глубины формирования линий, эквивалентные ширины линий нейтральных металлов должны возрастать, что и наблюдается. Для ионизованных металлов не следует ожидать увеличения η с высотой, т. е. для них должна быть более приемлемой схема М.—Э. Данные наблюдений, к сожалению только по одной линии FeII , не противоречат этим физическим соображениям. Мы можем допускать еще и более крайний случай, когда η растет с глубиной. В этом случае должно происходить резкое падение W_n к краю диска. Возможность такой зависимости можно подтвердить лишь конкретным количественным анализом профилей линий.

Промежуточные случаи между резким ростом η с глубиной и $\eta = \text{const}$ (схема фотосферы промежуточна между Ш.—Ш. и М.—Э.) в принципе могут обеспечивать любой ход эквивалентной ширины с $\cos \theta$: а) $W_n = \text{const}$; б) W_n увеличивается, а потом уменьшается; в) W_n уменьшается, а потом увеличивается. Можно отметить четко выраженную зависимость роста, а потом падения W_n для линии, которая отождествлена, хотя и сомнительно, с CrI ; почти неизменную W_n для линии серы $\lambda 6046.04$, слабое увеличение W_n для линии FeI . Не отмечено ни одного случая уменьшения, а потом увеличения W_n . Возможно, эти случаи более редки, так что имеющегося в нашем распоряжении материала недостаточно для выявления подобного эффекта.

Сопоставление хода эквивалентных ширин с расположением нижних и верхних уровней, соответствующих данной линии поглощения, не выявляет какой-либо зависимости. Линии серы $\lambda\lambda 6046.04$ и 6052.68 , например, принадлежат одному и тому же мультиплету. Однако ход «центр—край» их значительно отличается. Всех физических соображений для объяснения такой зависимости также нет, так как расположение уровней в какой-то степени может определить преобладание рассеяния или истинного поглощения в процессе образования линии. Но и тот и другой механизм не дают большого различия в изменении профилей слабых линий при переходе «центр—край».

2. Центральные остаточные интенсивности, полуширины. Исходя из того, что для слабых линий профиль является доплеровским, $W \sim \Delta\lambda_D \cdot d_0$. Доплеровская полуширина $\Delta\lambda_D$ определяется микротурбу-

лентной и термической скоростями движения атомов $\Delta\lambda_D = \frac{\lambda}{c} \sqrt{\frac{2kT}{\mu}} + \xi_i^2$.

Если бы по всей глубине фотосферы ξ_i и T оставались постоянными, то d_0 в зависимости «центр—край» должна была бы точно следовать ходу эквивалентной ширины. Это не имеет места по той причине, что $\Delta\lambda_D$ изменяется с глубиной вследствие изменения T , и (в основном) микротурбулентной скорости. Кроме того, играет роль еще и эффект макротурбулентности, искажающей форму профиля по такому закону, как и инструментальный профиль прибора. Если допустить (а это наиболее вероятно), что распределение макротурбулентных скоростей описывает-

ся нормальным распределением, т. е. $\Phi(V) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}V_t} e^{-\frac{V^2}{2V_t^2}}$, то истинный

контур, искаженный макротурбулентностью для слабых линий, имеет профиль с полушириной $\Delta\lambda'_D = \sqrt{\Delta\lambda_D^2 + \Delta\lambda_M^2}$, где $\Delta\lambda_M = \frac{\sqrt{2}V_t}{c}\lambda$.

Особенностью эффекта макротурбулентности является то, что он не изменяет эквивалентной ширины, т. е. одновременно с увеличением $\Delta\lambda_D$ в той же пропорции уменьшается d_0 . Поэтому макротурбулентность отделить от микротурбулентности по слабым линиям невозможно.

Значения ξ_t и V_t могут изменяться неодинаково при переходе центр—край как вследствие анизотропии микро- и макротурбулентных движений, так и вследствие зависимости ξ_t от глубины. Поэтому сопоставление $\Delta\lambda_D$ и d_0 с W с целью получения каких-либо качественных выводов не имеет смысла. Однако для слабых линий произведение $\Delta\lambda_D \cdot d_0$ пропорционально W , если затухание не играет существенной роли. Сравнение вычисленных значений $W_b = \sqrt{\bar{\lambda}}\Delta\lambda_D \cdot d_0$ (см. табл. 1 и рис. 1) с наблюдаемыми W_n показывает в общем очень хорошее совпадение. Это свидетельствует, во-первых, о том, что затухание пренебрежимо мало и, во-вторых, о том, что полученные в результате наблюдений значения W_n , d_0 и $\Delta\lambda_D$ достаточно точны, так как в противном случае наблюдался бы большой случайный разброс W_n и W_b . Детальное сопоставление W_n и W_b позволяет отметить небольшое систематическое расхождение $W_n > W_b$ для линии серы $\lambda 6046.04$.

Эффект может быть вызван наложением на фиолетовое крыло слабой бленды $\lambda 6045.772$. Бленда может давать как отмеченную асимметрию, так и дополнительное поглощение за счет протяженности фиолетового крыла линии. Возможно и другое объяснение: в этой линии, как одной из наиболее сильных линий, сказывается влияние затухания.

Можно также отметить слабо выраженную тенденцию $W_n > W_b$ близ центра диска и $W_n < W_b$ близ края. Особенно четко она проявляется для линии FeI. Первая закономерность может быть объяснена наличием затухания, которое, несомненно, больше оказывается близ центра диска, где наблюдения соответствуют большим эффективным оптическим глубинам. Для линии FeI это заключение напрашивается из формы профилей: в центре диска достаточно хорошо видны слабые крылья. Второй эффект, когда $W_n < W_b$, объяснить трудно. Он связан, по-видимому, с явлением, общим почти для всех линий — увеличением $\Delta\lambda_D$ к краю диска (см. рис. 1, табл. 1). Возможно, он обусловлен макротурбулентностью, которая близ края диска искажает форму истинных профилей так, что $\Delta\lambda_D$ возрастает не по закону $\Delta\lambda'_D = \sqrt{\Delta\lambda_D^2 + \Delta\lambda_M^2}$, а в значительно большей степени.

Рост ширины линий к краю, несомненно, связан с турбулентностью. При этом могут действовать следующие эффекты: а) увеличение микротурбулентности (ξ_t) с высотой в атмосфере; б) анизотропия микротурбулентности ($\xi_t^{tg} > \xi_t^{rad}$); в) анизотропия макротурбулентности ($V_t^{tg} > V_t^{rad}$). Вопрос о природе и характере турбулентных скоростей на разных уровнях в фотосфере еще неясен, изменение формы профилей «центр—край» в связи с изучением этого вопроса требует специальных исследований.

3. *Форма профилей.* Для слабых линий форма профилей, при переходе центр—край, в основном определяется характером поля скоростей в солнечной фотосфере. В данном случае мы лишь отметим, что U-образность формы профилей близ края может объясняться условием $V_t^{tg} \gg V_t^{rad}$, резким увеличением ξ_t^{tg} с высотой, а также П-образной формой закона распределения тангенциальных макротурбулентных скоростей.

Вопрос об асимметрии профилей является темой отдельных исследований.

Изменение эквивалентной ширины линий при переходе центр — край

Для слабых линий глубину контура d_λ можно представить достаточно точными и простыми аналитическими выражениями (например, §§ 64, 65 в [1]). При условии, что коэффициент поглощения имеет допплеровскую форму, после интегрирования по длине волны эти соотно-

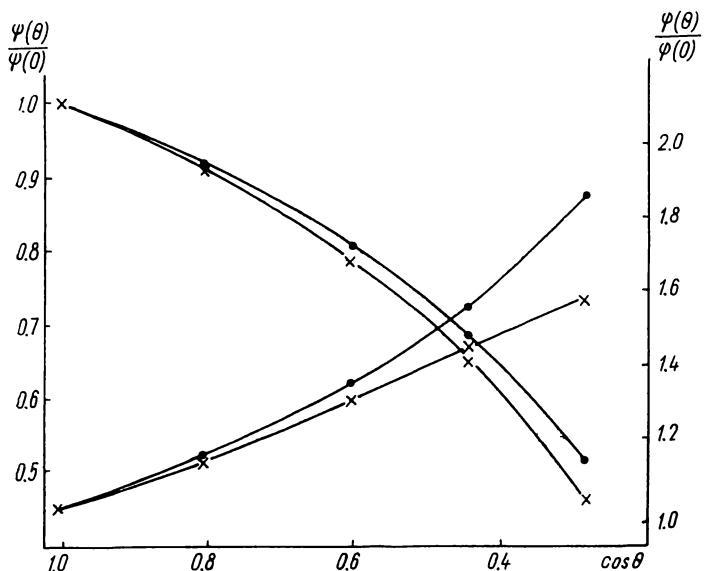


Рис. 3. Теоретическая зависимость отношений $\frac{\psi(\theta)}{\psi(0)}$ и $\frac{\phi(\theta)}{\phi(0)}$.
× — рассеяние, · — истинное поглощение.

шения могут быть представлены для фотосферы Шустера—Шварцшильда и Милна—Эддингтона соответственно в следующем общем виде:

$$\begin{aligned} \text{Ш. — Ш.: } & W(\theta) = \varphi(\theta, \beta) c \lambda^2 \sqrt{\pi} N f, \\ \text{М. — Э.: } & W(\theta) = \psi(\theta, \beta) c \lambda^2 \sqrt{\pi} \frac{n f}{\chi}, \end{aligned} \quad (1)$$

где $c = \frac{\sqrt{\pi} e^2}{mc^2}$, f — сила осциллятора линии, N — полное число поглощающих частиц над 1 см^2 основания фотосферы, n — число поглощающих частиц в 1 см^3 фотосферы, χ — коэффициент поглощения в континууме близ линии. Функции φ и ψ мало зависят от вида взаимодействия поля излучения с веществом и определяются значениями $\cos \theta$ и β . Величина β для длины волны $\lambda 6050 \text{ \AA}$ по данным [13] составляет $\simeq 1.85$. Независимо оценку β мы произвели следующим образом. По данным «Бильдербергерской» модели фотосферы [14] была построена графически зависимость $B(\tau)$ для $\lambda 6050 \text{ \AA}$ в пределах $0.1 < \tau < 3.0$. Прямая линия $B(\tau) = a + b\tau$, наилучшим образом аппроксимирующая эту зависимость в указанных пределах τ , дает значение $\frac{b}{a} = \beta \simeq 1.7$. Мы приняли в вычислениях среднее значение $\beta = 1.8$. Как видно из (1), отношение $\frac{W(\theta)}{W(0)}$ определяется отношением функций $\frac{\varphi(\theta)}{\varphi(0)}$ или $\frac{\psi(\theta)}{\psi(0)}$. Эти теоретические отношения вычислены нами и построены графически на рис. 3. Таким

образом, сопоставляя вычисленные по данным наблюдений $\frac{W(\Theta)}{W(0)}$ с кривыми рис. 3, можно оценивать, в какой степени реальная линия ведет себя в соответствии с тем или другим ее теоретическим представлением. Отношения $\frac{W(\Theta)}{W(0)}$ для каждой линии представлены графически на рис. 4

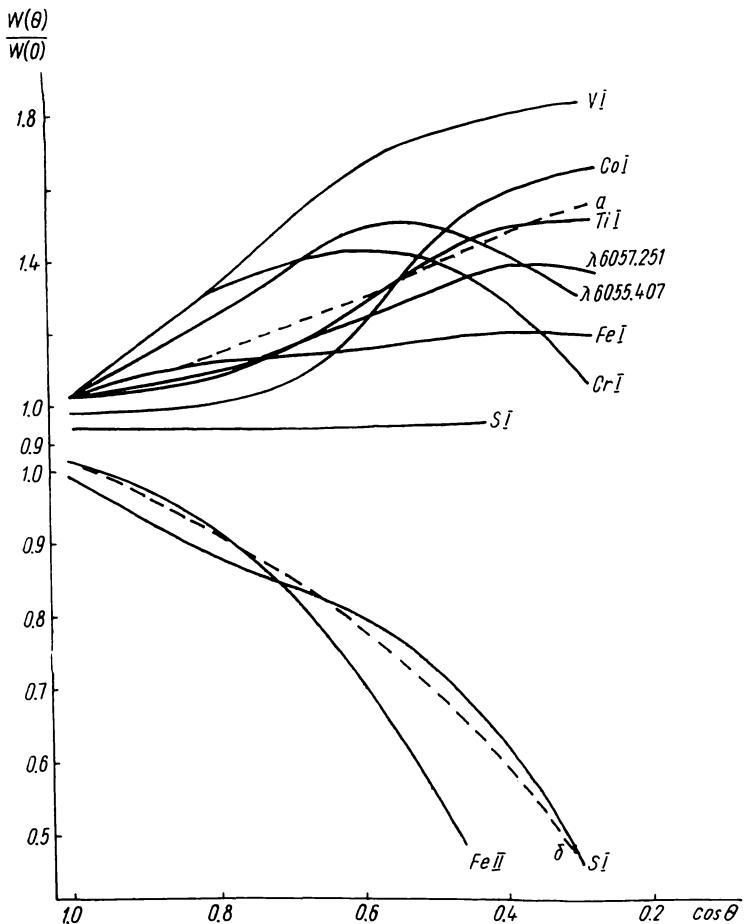


Рис. 4. Отношение $\frac{W(\Theta)}{W(0)}$ по данным наблюдений.

a — теоретическое отношение $\frac{\phi(\Theta)}{\phi(0)}$, рассеяние; b — $\frac{\psi(\Theta)}{\psi(0)}$, рассеяние.

кривыми, сглаженными в пределах ошибок ($\approx 4\%$). Из них только две линии $\lambda\lambda 6092.82$ TiI и 6052.68 Si в какой-то степени можно было аппроксимировать соответственно теоретическими кривыми: «Ш.—Ш. рассеяние» и «М.—Э. рассеяние» (см. рис. 4). Значения Nf и $\frac{nf}{\chi}$, вычисленные по наблюденным данным $W(\Theta)$ для этих двух линий в соответствии с (1), приведены в табл. 3.

Подобного рода анализ эквивалентных ширин может использоваться для определения Nf или $\frac{nf}{\chi}$ в солнечной фотосфере. Однако, как видно, возможности этого метода весьма ограничены, и точные наблю-

дения профилей отдельных слабых линий целесообразно интерпретировать в рамках более общей теории.

Мы применим для произвольной структуры фотосферы метод весовых функций А. Унзольда (§ 67 в [1]). Если допустить линейное приближение функций источника в зависимости от τ , то с достаточной точностью глубину контура линии d_λ можно представить соотношением

$$d_\lambda = \frac{\beta}{1 + \beta \cos \Theta} \int_0^\infty \eta(\tau) e^{-\tau \sec \Theta} d\tau \quad (2)$$

или, в результате интегрирования по λ ,

$$W(\cos \Theta) = \Phi(\Theta) c \lambda^2 \sqrt{\pi} \int_0^\infty \frac{n_f}{\chi}(\tau) e^{-\tau \sec \Theta} \sec \Theta d\tau, \quad (3)$$

где

$$\Phi(\Theta) = \frac{\beta \cos \Theta}{1 + \beta \cos \Theta}.$$

Если представить интеграл в правой части (3) приближенным соотношением

$$\int \frac{n_f}{\chi}(\tau) e^{-\tau \sec \Theta} \sec \Theta d\tau \approx \frac{n_f}{\chi}(\tau = \cos \Theta), \quad (4)$$

то анализ эквивалентных ширин центр—край дает возможность исследовать изменение отношения $\eta_\lambda = \frac{d_\lambda}{\chi} \sim \frac{n_f}{\chi}$ с глубиной в фотосфере, не прибегая к громоздким теоретическим расчетам.

Следует отметить, что точность наблюдений, с которой получены профили линий в настоящей работе, позволяет пользоваться в частном случае (соотношения (1)), и в случае произвольной структуры фотосферы (соотношения (3), (4)) не эквивалентными ширинами, а лишь центральными интенсивностями и наблюденными допплеровскими полуширинами, так как по данным наших наблюдений зависимость $W = d_0 \sqrt{\pi} \Delta \lambda_D$ удовлетворяется с достаточной точностью. Однако и выражения для глубины в контуре линии, из которых следуют соотношения (1), и соотношение (2) в принципе могут быть исполь-

Таблица 3

$\cos \Theta$	SI		Ti I $N_f(10^{10})$
	$\frac{n_f}{\chi}(10^{10})$	$\frac{n_f}{\chi}(10^{10})$	
1.00	6.52	1.67	
0.80	6.16	1.58	
0.60	6.82	1.65	
0.44	6.85	1.72	
0.28	6.34	1.62	

зованы для анализа N_f или $\frac{n_f}{\chi}$ без привлечения эквивалентных ширин, а по наблюдениям центральных интенсивностей, если последние измерены достаточно точно. Например, из (3) и (4) следует

$$d_0 = \Phi(\Theta) c \frac{\lambda^2}{\Delta \lambda_D} \frac{n_f}{\chi}(\tau = \cos \Theta). \quad (5)$$

Центральные глубины d_0 могут быть искажены макротурбулентностью, учесть которую трудно. Однако если использовать наблюденные $\Delta \lambda_D$, то произведение $\Delta \lambda_D d_0$ в первом приближении не зависит от величины макротурбулентности для линий, ядра которых еще можно представить допплеровским контуром. С этой точки зрения такой метод менее ограничивает выбор материала; для исследования можно брать и более

сильные линии, чем в случае использования эквивалентных ширин. Необходимо только, чтобы ядро линии в пределах глубин $d > \frac{d_0}{2}$ оставалось допплеровским без ощутимого насыщения.

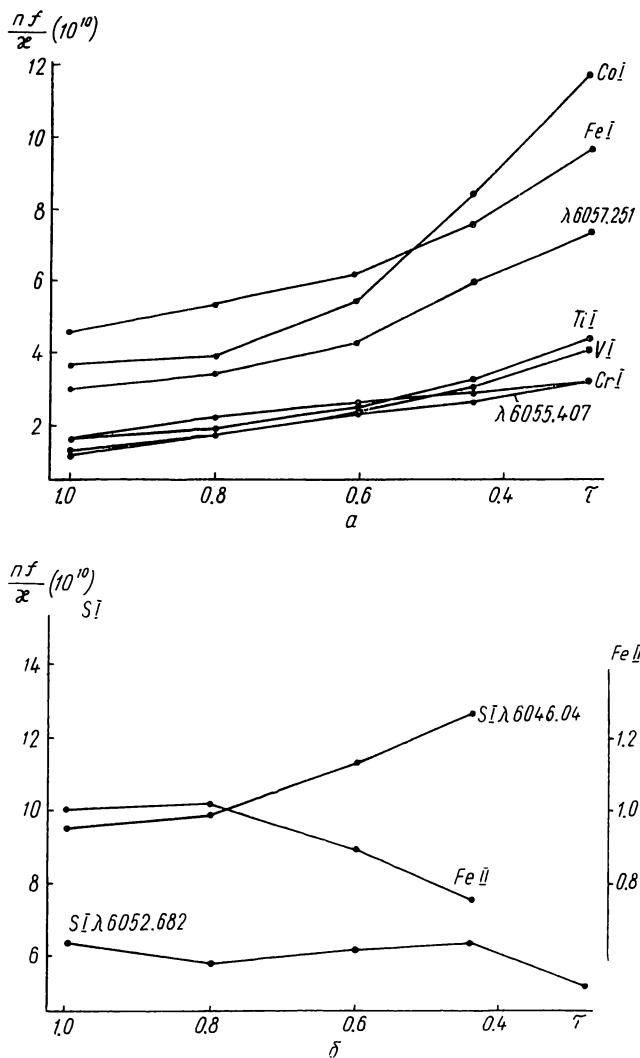


Рис. 5. Изменение $\frac{n_f}{z}$ с глубиной в фотосфере.

Значения $\frac{n_f}{z}$ были вычислены нами в соответствии с (3) и (4) для всех линий. Результаты представлены графически на рис. 5, а, б. Для всех линий нейтральных металлов (рис. 5, а) наблюдается увеличение $\frac{n_f}{z}$ с высотой, для ионизованного железа (рис. 5, б) — эффект противоположного характера. Линии серы (рис. 5, б) в какой-то степени занимают промежуточное положение — ход $\frac{n_f}{z}$ с глубиной у них различный.

Последнее, по-видимому, объясняется особенностью расположения уровней, соответствующих данным линиям: это субординатные линии с высоким потенциалом возбуждения нижнего уровня.

Для металлов эффект хода $\frac{nf}{\chi}$ с оптической глубиной отражает

изменение состояния их ионизации: к верхним слоям увеличивается относительное число нейтральных атомов и уменьшается соответственно число ионизованных атомов.

Конкретный расчет хода $\frac{nf}{\chi}$ с τ и сравнение с данными наблюдений будут произведены в отдельной работе.

Полуширины линий и турбулентные скорости в фотосфере

Поле турбулентных скоростей изменяется с глубиной в фотосфере. Поэтому отдельным участкам контура линии соответствуют отдельные «эффективные» значения $\Delta\lambda_D$. Для слабых линий в величину $\Delta\lambda_D$ входит также и составляющая макротурбулентности, т. е. общая скорость

$$V_t = \sqrt{\xi_t^2 + V_t^2}.$$

В данном случае $\Delta\lambda_D$ вычислялись по наблюденной $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$, т. е. они соответствуют глубине в контуре линии $d = \frac{d_0}{2}$. Соответствующие оптические глубины τ снимались нами из графической зависимости $B' = B'(\tau)$, в которой B' представляет функцию источника на глубине «эффективного» слоя, излучающего в линии поглощения. $B'(\tau)$ определялась согласно [15] из соотношения $B'(\tau) = (1-d) \cdot B(\tau = \cos \theta)$. Величина B снималась из той же графической зависимости $B' = B'(\tau)$, B' и B в данном случае являются функциями Планка для длины волны $\lambda 6050 \text{ \AA}$.

Зависимость $B' = B'(\tau)$ построена на основе «Бильдербергской» модели фотосферы [14]. Турбулентные скорости определялись из обычного соотношения между $\Delta\lambda_D$ и V_t^2 . Поправки за термическую допплеровскую скорость $\left(\frac{2kT}{m}\right)$, в общем незначительные, вносились в каждом конкретном случае; при этом температура T бралась в соответствии с оптической глубиной τ из указанной модели фотосферы. Для неотождествленных линий $\lambda\lambda 6055.407$ и 6057.251 , которые, по-видимому, принадлежат металлам, мы вычислили V_t , приняв $m=50$. Данные вычислений представлены в табл. 4 и графически на рис. 6.

Являются очевидными два эффекта.

1. Рост V_t по мере перехода к краю и вместе с тем с уменьшением оптической глубины.

2. Различие V_t по линиям разных элементов.

Как видно из рис. 6, характер роста V_t по всем линиям в общем одинаковый. Небольшая тенденция увеличения, а потом уменьшения турбулентной скорости обнаруживается по четырем линиям FeII, VI, СгI и $\lambda 6055.4$. Поскольку эти линии наиболее слабые (центральная глубина $\leqslant 3\%$), то, по-видимому, этот эффект не случайный. Он потребует проверки на более многочисленном наблюдательном материале.

Эффект увеличения турбулентной скорости при переходе к краю не является неожиданным, если учесть, что ширина линий при переходе к краю заметно возрастает. Этот эффект отмечен еще Алленом [3]. Он четко проявляется также при исследовании турбулентных скоростей методом Гольдберга—Унно по линиям мультиплетов [16]. Тем не менее трудности интерпретации его к настоящему времени не уменьшились, а, наоборот, даже возросли в связи со сложностью вопроса о характере общего поля скоростей в солнечной фотосфере.

Таблица 4

$\cos \theta$	SI $\lambda 6052$		Fe I $\lambda 6054$		Fe II $\lambda 6045$		SI $\lambda 6046$		Cr I $\lambda 6055$	
	τ	V_t	τ	V_t	τ	V_t	τ	V_t	τ	V_t
1.00	0.925	5.97	0.89	2.17	0.975	3.29	0.926	6.92	0.97	2.34
0.80	0.750	5.62	0.73	2.59	0.80	3.30	0.745	6.92	0.775	3.48
0.60	0.565	5.74	0.545	2.84	0.59	3.59	0.56	7.60	0.575	3.46
0.44	0.420	6.25	0.395	3.02	0.435	2.21	0.415	7.86	0.43	3.97
0.28	0.275	6.37	0.255	2.36					0.275	2.84

$\cos \theta$	VI $\lambda 6058$		Ti I $\lambda 6092$		Co I $\lambda 6093$		$\lambda 6055$		$\lambda 6057$	
	τ	V_t	τ	V_t	τ	V_t	τ	V_t	τ	V_t
1.00	0.975	3.18	0.96	2.06	0.93	3.22	0.97	2.47	0.935	2.30
0.80	0.775	4.08	0.765	2.32	0.745	3.11	0.775	3.00	0.755	2.72
0.60	0.585	5.005	0.575	2.89	0.555	3.33	0.58	3.26	0.565	3.14
0.44	0.43	4.32	0.42	2.92	0.395	3.51	0.43	3.49	0.415	3.33
0.28	0.275	4.42	0.270	2.93	0.255	3.635	0.275	2.79	0.265	3.38

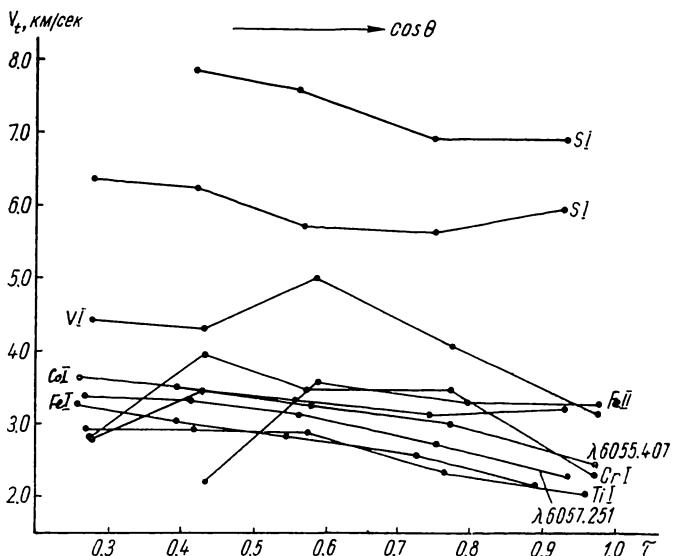


Рис. 6. Изменение турбулентной скорости в зависимости от τ при переходе центр—край. Изменение τ соответствует также изменению $\cos \theta$ в процессе наблюдений.

Обсудим кратко возможности объяснения этого эффекта.

1. В рамках макротурбулентности. Поскольку размеры макротурбулентных элементов имеют порядок шкалы высот в фотосфере, то говорить о каком-либо увеличении макротурбулентности с высотой в фотосфере трудно. Это физически неправдоподобно, если предположить, что макротурбулентность обусловлена конвективными движениями, скорости которых должны возрастать с глубиной и в основном направлены радиально. Можно лишь предположить наличие волновых колебаний, распространяющихся преимущественно в тангенциальном направлении (анизотропия макротурбулентности, обусловленной волновыми движе-

ниями). Возможно, это звуковые волны, распространяющиеся в направлении, близком к тангенциальному. В этом случае амплитуды и скорости колеблющихся частиц должны возрастать с высотой в фотосфере, что не противоречит наблюдениям.

2. В рамках микротурбулентности.

а) Возрастание микротурбулентной скорости с высотой. В глубоких слоях фотосферы это предположение малоправдоподобно. Кроме того, оно противоречит результатам, получаемым методом Гольдберга.

б) Значительное преобладание горизонтальной составляющей микротурбулентности над радиальной (анизотропия микротурбулентности). Последний вариант представляется более правдоподобным. По линиям металлов, согласно данным табл. 4 и рис. 6, турбулентная скорость V_t в направлении луча зрения возрастает от 2.5 км/сек в центре $\left(V_t^{rad} \approx 2.5 \frac{\text{км}}{\text{сек}}\right)$ до 3.5 км/сек для $\cos \theta = 0.28$. Если допустить, что V_t не изменяется с глубиной, то для тангенциальной составляющей, согласно соотношению

$$V_t^2 = (V_t^{rad})^2 \cos^2 \Theta + (V_t^{tg})^2 \sin^2 \Theta,$$

получим $V_t^{tg} = 3.6$ км/сек.

Это близко к значениям $V_t^{tg} = 2.9$ км/сек и $V_t^{rad} = 1.8$ км/сек, выведенным Уодделом [7] путем сравнения теоретически рассчитанных профилей слабых линий металлов TiI, VI и FeI с достаточно точными фотоэлектрическими наблюдениями этих линий. В действительности картина более сложная, так как имеет место еще и изменение микротурбулентной скорости с глубиной.

Различие V_t по линиям разных элементов нам сейчас не представляется объяснимым. Никакие ошибки в оценке τ не могут объяснить чрезвычайно большие V_t для серы и даже для ванадия. Некоторое различие в оценке τ для линий разных элементов может в принципе иметь место, если для них резко различаются зависимости $\eta = \eta(\tau)$. Однако для линии ванадия эта зависимость (рис. 5) в общем такая же, как и для всех металлов. Тем не менее турбулентная скорость, полученная по этой линии, в полтора раза больше, чем по линиям других металлов, а по линиям серы она почти в три раза больше. Однако этот эффект реальный, так как исследования Бэлл и Мелтцер [5] его также подтверждают, хотя названные авторы интерпретируют его иначе. В [5] турбулентные скорости по легким и тяжелым элементам принимались одинаковыми и определялись одновременно с определением кинетической температуры из соотношения зависимости $\Delta\lambda_D$ от T и V_t по двум или нескольким линиям элементов с разным атомным весом. Неудивительно, что при такой интерпретации данных полученные авторами температуры в фотосфере достигают 10—12 тыс. градусов. Значительная часть их работы посвящена дискуссии о возможных объяснениях столь высокой температуры, не укладывающейся ни в какие рамки представлений о физических условиях в фотосфере.

Следует отметить, что подобный факт — исключительно большая наблюденная ширина линии VI $\lambda 6150,132 \text{ \AA}$ — отмечен также в [7].

Возможно, случаи аномально большой ширины линий некоторых элементов нехарактерны и связаны с эффектом тонкой структуры, которая не разрешается на спектроэлектрофотограмме. Во всяком случае этот вопрос еще ожидает дальнейшего решения.

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. Waddell 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. Гуртовенко Е. — 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. KONDRAHOVA

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—Schwarzchild and Milne—Eddington).

If the equivalent widths are treated according to arbitrary photospheric scheme, the allocation of τ to $\frac{\chi_v}{\chi} = \eta(\tau)$ 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 $V_{t\text{rad}} \approx 2.5 \frac{\text{km}}{\text{sec}}$ and $V_{t\text{tang}} \approx 3.6 \frac{\text{km}}{\text{sec}}$, 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