

О ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ ДЕПРЕССИЯХ УРОВНЕЙ Fe I И
„КРАСНЫХ СДВИГАХ“ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ ПРИ
ДАВЛЕНИИ ДО 1 АТМОСФЕРЫ

О. А. МЕЛЬНИКОВ

Поступила 4 октября 1965

Изучение имеющегося материала по „красным сдвигам“ спектральных линий Fe I при перепаде давления воздуха приблизительно от ~ 0 до ~ 1 атм подтвердило известный результат Х. Д. Бэбкока: сдвиги являются следствием депрессии соответствующих уровней или приростом численных значений термов. Прирост может быть представлен параболической зависимостью 2-ой степени или же частной параболической зависимостью 2-ой степени.

При этом оказалось более существенным термы делить на две группы по признаку четности, а не мультиплетности, как было принято ранее. Прирост численных значений термов в зависимости от энергии уровней при перепаде давления 0—1 атм получен в виде $\delta T (10^3 \text{ см}^{-1}) = 0.99 E^2 (\text{эв}^2) - 0.32 E (\text{эв})$ и $0.53 E^2 (\text{эв}^2) + 0.41 E (\text{эв})$ для четных и нечетных термов соответственно. Альтернативно получено $\delta T (10^3 \text{ см}^{-1}) = 0.94 E^2 (\text{эв}^2)$ и $0.63 E^2 (\text{эв}^2)$ для частной зависимости.

Показано, что различные системы термов Fe I не согласуются между собой из-за ошибок в принятых показателях преломления воздуха при введении вакуумных поправок в длины волн спектральных линий.

Обнаружено своеобразное изменение уклонений измеренных факторов Ланде от теоретических, которые коррелируют с измеренными приростами численных значений термов из-за давления. И в этом отношении четные и нечетные термы ведут себя несколько различно.

По-видимому, в среднем, уклонения в сдвигах линий и уровней наблюдаются совместно с уклонениями в правилах интервалов, в величинах Δg и, вероятно, в правилах интенсивностей и т. д.

Наличие поправок в сдвигах линий на давление с одной стороны и градиент давления в атмосферах звезд, с другой, приводят к тому, что система длин волн в звездных спектрах своеобразно изменяется по высоте атмосферы и, следовательно, различно для линий разной силы.

Прогресс в современных конструкциях неподвижных спектрографов обеспечивает возможность измерения малых сдвигов линий

в астрономических и лабораторных спектрах. Лабораторные стандарты длин волн 2-го порядка имеют точность до 1 мÅ , что в лучевой скорости для средней области спектра немногим меньше 0.1 км/сек .

1. В связи с этим в настоящее время большое внимание физиков и астрофизиков спектроскопистов снова привлекает проблема измерения и последующего изучения небольших сдвигов спектральных линий, обусловленных различными тонкими явлениями, помимо доплеровского.

Сдвиги спектральных линий могут дать дополнительную, еще далеко не изученную информацию о плазме, дающей соответствующий спектр.

В то же время проблема измерения и последующего изучения интенсивностей спектральных линий в большей или меньшей степени уже решена, на уровне современных экспериментально-теоретических возможностей, и соответствующая информация в известной мере использована.

Особый интерес на предмет изучения небольших дифференциальных сдвигов спектральных линий вызывает спектр нейтрального железа, линии которого еще до настоящего времени общеприняты в качестве стандартов 2-го порядка класса „В“*.

Известно, что спектр Fe I изучен относительно очень хорошо. Общее количество классифицированных линий, разбросанных по всему легко доступному спектру (хоть и не равномерно!) достигает приблизительно 5000. Все они возникают примерно на 500 энергетических уровнях, сгруппированных в термы числом около 150. Линии группируются по TC приблизительно в 1500 мультиплетов. Более 1000 линий, в основном слабых, было предсказано теоретически (по комбинационному принципу и другим правилам). Многие из этих линий обнаружены астроспектроскопистами благодаря тому, что в астрономических спектрах, или точнее звездных атмосферах, условия возникновения для них более благоприятны, чем в лабораторных спектрах (электрических дугах, разрядных трубках, высокотемпературных печах и др.).

Благодаря низкому давлению при больших оптических толщах слабые линии в астрономических спектрах получают достаточно резкими для измерения их положения.

Сдвиги спектральных линий, обусловленные „эффектом давления“ были открыты еще в 1896 г. [1] и в последующем изучались на линиях Fe I неоднократно. В настоящее время их измерение для

* Сейчас предлагается для той же цели более выгодный с физической и др. точек зрения ториевый спектр.

выяснения физической сущности производится при средних и высоких давлениях [2], что для астрофизики не представляет первостепенного интереса.

В лабораторных спектрах при источнике спектра в виде дуги постоянного тока, горящей в воздухе, были обнаружены сдвиги линий, обусловленные „эффектом полюса“ [3]. Эти сдвиги, обычно при работе по сдвигам вообще, являются существенной помехой. Однако, в дальнейшем оказалось, что особая конструкция электрической дуги типа А. Г. Пфунда, выбор режима ее работы и использование средней части объема плазмы практически устраняет указанное мешающее явление [4]. Современные же дуги, работающие при пониженном давлении (почти в вакууме) вообще не показывают „эффекта полюса“ [5].

По чувствительности к давлению линии Fe I были разделены на классы *a*, *b*, *c*, *d* (в дальнейшем классы *c*, *d* были объединены) [6] и затем еще „*e*“ [7]. Класс „*a*“ низкотемпературные линии, соответствующие относительно низким энергетическим уровням, для верхнего в пределах 2.5 — 4.0 эв. Их сдвиг давлением мал и форма симметричная. Класс „*e*“, наоборот, высокотемпературные линии с верхними энергетическими уровнями в пределах 6.6 — 6.8 эв и ниже. Они показывают большие сдвиги в эффекте давления, часто несимметричны и нестабильны по положению при источнике — свободноточащей в воздухе дуге. Они не используются обычно в виде стандартов длин волн. Чаще это линии, соответствующие переходам с четных верхних уровней (e^2F и др.) на нечетные нижние (z^5D^0 и др.).

Небольшие штарковские сдвиги линий Fe I, также в лабораторных условиях при умеренных электрических полях, измерялись и обсуждались, в частности, в [8].

Учитывая изотопический состав природного железа, с массовыми числами 54, 56, 57 и 58 (с относительной распространенностью 5.84, 91.68, 2.17 и 0.31% соответственно), изучение соответствующих сдвигов и вообще СТС, также весьма интересно.

В настоящей работе, однако, мы будем интересоваться только эффектом давления и только при малых давлениях от практически нулевого и до 1 атм.

2. Этот вопрос наиболее полно был изучен Х. Д. Бэбкоком [9] еще в 1927 г. Были получены сдвиги линий в красный конец спектра при перепаде давления от практически вакуума и до 1 атм, то есть в воздухе. Их пересчет в волновые числа позволил путем комбинации переходов получить соответствующие депрессии энергетических уровней — ΔE или же прирост численных значений термов, для

удобства увеличенных в 1000 раз, то есть ΔT (10^3 см^{-1}). Было обнаружено, что соответствующие приросты термов, разбитых по признаку мультиплетности, несколько больше для септетов и квинтетов, чем для триплетов.

Со времени цитированной работы прошло уже почти 40 лет. За это время значительно была улучшена систематика спектра Fe I, получены более точные численные значения энергий уровней, обозначений термов и пр.

Кроме того было выяснено [10], что известную роль в интенсивностях спектральных линий играет признак четности верхнего и нижнего терма или энергетического уровня, связанных с данной линией.

Поэтому мы решили на основе имеющегося материала [9] пересмотреть эффект давления на термах Fe I, разбив их при этом по признаку четности, а не мультиплетности.

Таблица 1

Терм	Четные				Терм	Нечетные			
	$\langle E \rangle$ (эВ)	$\langle \Delta T \rangle$ 10^3 см^{-1}	ρ	$\langle \Delta g \rangle \cdot 10^3$		$\langle E \rangle$ (эВ)	$\langle \Delta T \rangle$ 10^3 см^{-1}	ρ	$\langle \Delta g \rangle \cdot 10^3$
$d^5 D$	0.07	[0]*	0	-4	$z^7 D^o$	2.44	3	11	-2
$d^5 F$	0.94	1	8	-3	$z^7 F^o$	2.83	6	2	+1
$d^5 P$	1.55	[1]	0	+3	$z^7 P^o$	2.99	5	5	-4
$d^5 P$	2.19	[3]	0	-5	$z^5 D^o$	3.26	8	8	-0
$d^5 P$	2.28	2	1	+3	$z^5 F^o$	3.37	10	4	-1
$d^5 H$	2.43	5	3	+4	$z^5 P^o$	3.65	14	6	-7
$b^5 F$	2.59	4	3	-10	$z^5 F^o$	3.88	8	4	+6
$d^5 G$	2.73	7	3	-1	$z^3 D^o$	3.93	6	1	+1
$e^7 D$	5.39	27	5	-1	$y^5 D^o$	4.15	11	3	-8
$e^5 D$	5.59	30	15	-8	$y^5 F^o$	4.19	7	4	-3
$e^5 F$	5.83	34	1	-3	$z^3 P^o$	4.24	9	3	-6
$e^5 G$	6.26	46	1	+239	$z^5 G^o$	4.38	11	1	-25
$g^5 D$	6.37	30	1	-16	$z^3 G^o$	4.43	14	3	+46
$f^5 F$	6.39	43	1	-15	$y^5 P^o$	4.56	10	5	0
$e^5 D$	6.41	35	3	-90	$y^3 F^o$	4.61	15	1	+6
$g^5 F$	6.62	43	1	-	$y^3 D^o$	4.74	15	1	-10
$f^5 G$	6.63	38	1	+57	$x^3 D^o$	4.94	20	2	-2
$e^5 G$	6.66	[21]**	1	-49	$z^5 S^o$	5.07	10	2	-15
$e^5 H$	6.67	[20]	5	-4	—	—	—	—	—
$e^5 H$	6.72	[21]	3	+68	—	—	—	—	—

Численные результаты показаны в табл. 1 для четных (слева) и нечетных (справа) термов. В первом столбце каждой половины помещен соответствующий терм, во втором — средний по ТС потенциал воз-

* В квадратных скобках значения ΔT , принятые по допущению.

** В фигурных скобках значения ΔT , сильно уклоняющиеся от предыдущих и не учтенные при вычислениях.

буждения, в третьем — средний по TC численный прирост терма из-за перепада давления от 0 до 1 *атм*, в четвертом — соответствующий вес, как и в [9], за счет усреднения по уровням тонкой структуры (TC) и в пятом — значения $\langle \Delta g \rangle \cdot 10^3$ (см. ниже). Табличные значения с нулевым весом были, как и в [9], приняты по допущению, а значения в фигурных скобках во втором столбце внизу слева не были использованы в дальнейших вычислениях, как сильно отклоняющиеся.

Решение данных табл. 1 по способу наименьших квадратов* в случае неравноточных измерений для параболической зависимости 2-ой степени дало следующий численный результат:

$$\Delta T (10^3 \cdot \text{см}^{-1}) = 0.99 E^2 (\text{эв}^2) - 0.32 E (\text{эв}), \quad (1)$$

для четных и

$$\Delta T (10^3 \cdot \text{см}^{-1}) = 0.53 E^2 (\text{эв}^2) + 0.41 E (\text{эв}), \quad (2)$$

для нечетных термов соответственно.

Для частной параболической зависимости 2-ой степени аналогичным образом получено

$$\Delta T (10^3 \cdot \text{см}^{-1}) = 0.94 E^2 (\text{эв}^2), \quad (3)$$

для четных и

$$\Delta T (10^3 \cdot \text{см}^{-1}) = 0.63 E^2 (\text{эв}^2), \quad (4)$$

для нечетных термов соответственно.

Из этих данных мы видим, что при перепаде давления 0—1 *атм* численный прирост термов (иначе депрессия уровней) получается больший для четных термов, чем для нечетных. Энергия термов E в предыдущих формулах выражена в электрон-вольтах (эв).

Результаты иллюстрированы графически на рис. 1 *a, b* и 2 *a, b*.

Мы видим из них, что для четных термов отсутствуют точки в области средних значений энергий термов, а для нечетных в области нижних и самых верхних. Это связано с характером переходов для линий Fe I и структурой уровней и не является существенным для дальнейшего, ибо для введения поправок за сдвиги линий давлением астрофизики естественно используют области обеспеченные точками, так как в других областях соответствующих подходящих линий нет вообще.

В табл. 2 мы показываем разности в численном приросте термов $\delta [\Delta T (\text{см}^{-1})]$ для четно-нечетных термов по нашим данным и

* При вычислениях и на рисунках для второго четного терма ошибочно принят потенциал возбуждения 0.1 вместо 0.94 *эв*, что однако практически не сказывается на окончательных результатах.

для септетов, квинтетов-триплетов, согласно данным Х. Д. Бэбкока [9]. Из таблицы мы видим, что для более верхних уровней явление по признаку четности более существенно, чем по признаку мультиплетности. Между тем в астрофизических работах поправки на давление вводились до сего времени только по признаку мультиплетности [11, 12].

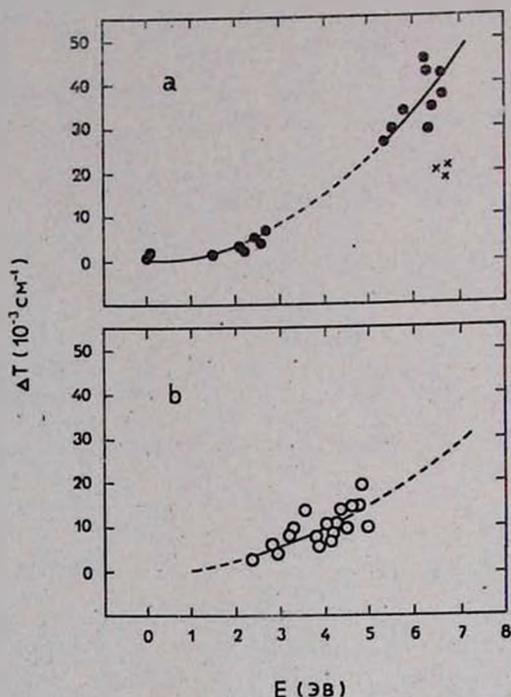


Рис. 1. Эффект давления в термах Fe I при перепаде последнего от 0 до 1 атм. Абсолютные депрессии уровней или же численный прирост термов ΔT (10^{-3} см^{-1}) в зависимости от энергии термов E (эВ): а) четные термы—темные кружки (крестиками показаны значения, не участвовавшие в вычислениях), б) нечетные термы—светлые кружки. Кривые проведены способом наименьших квадратов (для неравноточных наблюдений) при параболической зависимости 2-ой степени.

Таблица 2

E (эВ)	0	1	2	3	4	5	6
	$\delta \Delta T (\text{см}^{-1}) \cdot 10^3$						
четно-нечетные	0	-0.27	+0.38	+1.95	+4.44	+7.85	+12.18
септеты, квинтеты-триплеты	0	+0.66	+1.32	+1.98	+2.64	+3.30	+3.96

Для численной иллюстрации важности полученных результатов мы приводим табл. 3 сдвигов линий для четно-нечетных (вверху) и нечетно-четных (внизу) переходов. В первом столбце приведен порядковый номер линии, во втором—длина волны в Å, в третьем—пе-

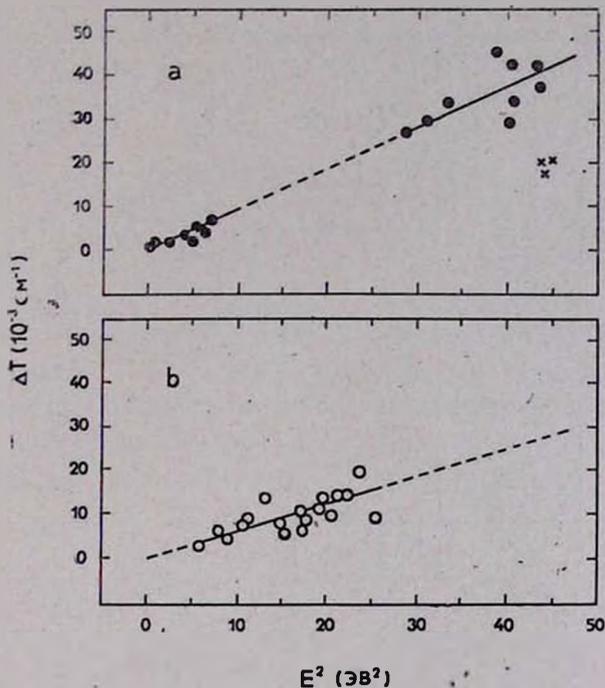


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, но для частной параболической зависимости 2-ой степени (по оси абсцисс здесь нанесены E^2 (эВ)²).

реход, в четвертом и пятом—потенциалы возбуждения верхнего и нижнего уровней, в шестом—интенсивность в произвольной шкале, в седьмом—номер мультиплета (как и предыдущие данные все по [13] Ш. Мур) и в восьмом „красный сдвиг“ избранных линий, вычисленный по частным параболическим зависимостям 2-ой степени (3) и (4).

Из таблицы мы видим, что при перепаде давления 0—1 атм красные сдвиги возрастают в длинноволновой конец спектра, и они в 3—10 раз больше для нечетно-четных переходов, чем для четно-нечетных. Если учесть градиент давления в звездной и солнечной атмосферах в слоях, в которых образуются линии (0—1 атм), то будет понятным, что наличие переменных по высоте сдвигов линий приведет к расширению возможной области поглощения линии. Как

следствие, интенсивность линий поглощения (эквивалентная ширина) для нечетно-четных переходов в среднем будет больше. Именно это и наблюдается в спектре Солнца, что особенно детально в последнее время изучено Д. М. Кули-Заде [10].

Таблица 3

№	λ (Å)	Переход	E_n (эв)	E_m (эв)	Интенс. (произв. шк.)	№ (RMT)	Сдвиг $\Delta\lambda$ (mÅ) ($p \approx 0 \div 1$ атм)
Четно-нечетные переходы							
1	3020.643	$a^3D_4 - y^3D_4$	0.00	4.09	200 R	9	1.0
2	4271.764	$a^3F_4 - z^3G_5$	1.48	4.37	35	42	1.8
3	5269.541	$a^3F_5 - z^3D_4$	0.86	3.20	60	15	1.6
3	6430.851	$a^3P_3 - y^3D_4$	2.17	4.09	300	62	2.5
5	7723.20:	$a^3P_2 - z^3D_3$	2.27	3.87	4	108	2.7
6	8688.633	$a^3P_3 - z^3P_3$	2.17	3.59	1500	60	2.8
2	9118.888	$b^3P_3 - y^3D_2$	2.82	4.17	25	338	2.9
8	10395.75:	$a^3P_3 - z^3F_4$	2.17	3.35	8	59	2.8
Нечетно-четные переходы							
1	3211.989	$z^3D_5 - e^3P_4$	2.39	6.23	10	158	3.4
2	4227.434	$z^3F_5 - e^3G_4$	3.32	6.24	30	693	5.3
3	5615.652	$z^3F_5 - e^3D_4$	3.32	5.52	50	686	6.8
4	6003.033	$z^3F_4 - e^3F_4$	3.86	5.92	8	959	8.5
5	7187.341	$y^3D_4 - e^3F_3$	4.09	5.80	600	1051	8.5
6	8220.406	$z^3G_6 - e^3F_3$	4.30	5.80	1500	1136	13.5
7	9217.54:	$x^3F_5 - f^3F_3$	4.97	6.31	54	1298	18.6
8	10348.26:	$w^3D_4 - f^3P_3$	5.37	6.56	4	1347	23.8

Как мы видим из табл. 3, абсолютные красные сдвиги получаются значительными. Достаточно напомнить, что: 1) красный сдвиг линий в спектре потока от всего диска Солнца по сравнению со спектром центра диска составляет для $\lambda = 5000 \text{ Å}$ всего лишь 1 m Å (за счет „эффекта края“), 2) сдвиг на краю диска из-за осевого вращения составляет для $\lambda = 5000 \text{ Å}$ примерно 30 m Å , 3) релятивистский красный сдвиг в той же длине волны около 11 m Å и т. д.

3. Полученный результат поддается некоторому контролю. В настоящее время Б. Эдлэн вывел новую систему длин волн λ_2 Fe I для дуги в стандартном воздухе [14] и, в виде предварительной системы, λ_1 также в стандартном воздухе (без вакуумной поправки за дисперсию воздуха), но для источника при пониженном давлении [15]. Последняя система недавно была сопоставлена с новыми данными, однако с введением недостаточно точной вакуумной поправки, и мы ее не использовали [16].

Разность длин волн $\delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ двух указанных выше систем длин волн дает красные сдвиги линий Fe I для источника спектра в воздухе и при пониженном давлении. В обеих системах вакуумные поправки не учитывались. Эти красные сдвиги длин волн, пересчитанные на абсолютные сдвиги в шкале волновых чисел $|\delta\sigma_E (\text{см}^{-1})| \cdot 10^3$, мы на рис. 3 сопоставляем графически со сдвигами $|\delta\sigma_B (\text{см}^{-1})| \cdot 10^3$, полученными непосредственно дифференциальным методом [9], при перепаде давления 0—1 атм (использованы нами выше). Из рис. 3 мы видим, что согласие двух рядов сдвигов волновых чисел

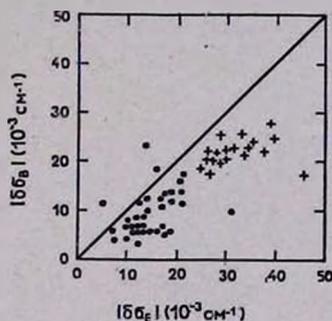


Рис. 3. Зависимость абсолютных сдвигов линий в волновых числах $|\delta\sigma_B| (10^{-3} \text{ см}^{-1})$ по [9] и $|\delta\sigma_E| (10^{-3} \text{ см}^{-1})$ по расчету из [14, 15].

линий — $\delta\sigma$ линейное. Однако прямые измерения сдвигов $|\delta\sigma_B|$ оказываются несколько меньшими. Приблизительно, при малых сдвигах $|\delta\sigma_E| \approx 0.015 \text{ см}^{-1}$, $\delta\sigma_E = 1.50 \delta\sigma_B$, а при больших $|\delta\sigma_E| \approx 0.035 \text{ см}^{-1}$, $\delta\sigma_E = 1.15 \delta\sigma_B$. Для средней длины волны $\langle \lambda \rangle = 5000 \text{ \AA}$ различие соответствует в шкале длин волн $\langle \delta\lambda_E - \delta\lambda_B \rangle = 1.25 m \text{ \AA}$ при малых и $1.14 m \text{ \AA}$ при больших сдвигах.

Таким образом, если учесть полное отличие источников данных по $\delta\sigma_E$, $\delta\sigma_B$, то согласие следует признать хорошим, а различие сравнительно не существенным, особенно если помнить о точности стан-

дартов длин волн линий FeI второго порядка, которая составляет примерно также 1 $m\text{\AA}$.

Необходимо отметить, что Б. Эдлэн, сравнив [15] две указанные выше системы длин волн, считает, что сдвиги линий классов давления a , b , c , d и отдельно „ e “ могут быть представлены формулами

$$\delta\lambda (m\text{\AA}) = 1.5 \cdot 10^{-7} \lambda^2 (\text{\AA})^2 \quad \text{и} \quad \delta\lambda (m\text{\AA}) = 3.0 \cdot 10^{-7} \lambda^2 (\text{\AA})^2$$

соответственно.

4. Выше мы упомянули о нежелательности использования вакуумных значений системы длин волн линий Fe I, в которые были введены поправки за дисперсию воздуха. Чтобы иллюстрировать это, мы можем сравнить системы численных значений энергетических уровней, полученных из численного анализа положения линий Fe I после их редукции к вакууму. Так, например, система энергетических уровней в известных таблицах Ш. Е. Мур [17] основана на вакуумных поправках за дисперсию воздуха по В. Ф. Меггерсу и К. Г. Петерсу. Аналогичная же система энергетических уровней в таблицах Б. Эдлэна [14] основана на его собственных, более точных вакуумных поправках.

Таблица 4*

Четные				Нечетные			
Терм	$\langle E \rangle$ (эв)	$\langle \Delta T \rangle (10^3 \text{ см}^{-1})$	ρ	Терм	$\langle E \rangle$ (эв)	$\langle \Delta T \rangle (10^3 \text{ см}^{-1})$	ρ
a^3D	0.07	0	5	z^7D^o	2.42	20	4
a^3F	0.94	13	5	z^7E^o	2.85	21	7
a^3F	1.54	21	3	z^7P^o	2.98	26	3
a^3P	2.19	32	3	z^5D^o	3.25	28	5
a^3P	2.38	24	2	z^5F^o	3.37	29	5
a^3H	2.42	32	3	z^5P^o	3.63	27	3
b^3F	2.58	36	3	z^3F^o	3.92	37	3
a^3G	2.72	34	3	z^3D^o	3.50	38	3
b^3P	2.83	45	3	y^3D^o	4.16	41	4
b^3G	2.97	38	2	y^3F^o	4.23	42	5
c^3P	3.05	40	2	z^3P^o	4.23	38	2
a^1G	3.03	35	1	z^5G^o	4.39	39	4
e^3D	5.39	44	5	z^3G^o	4.41	45	3
e^3D	5.59	46	5	y^3F^o	4.58	43	3
e^3F	5.99	55	3	y^3P^o	4.58	47	3
—	—	—	—	y^3D^o	4.76	50	3
—	—	—	—	x^3D^o	4.96	50	5
—	—	—	—	x^3F^o	4.97	67	1

* Использованы только значения T , известные с точностью до 0.001 см^{-1} .

Разность значений энергетических уровней ΔT (10^3 см^{-1}) в смысле Эдлэн—Мур (E. — M.), увеличенная в 1000 раз; приведена в табл. 4 для четных (слева) и нечетных (справа) термов.

По формуле эта таблица аналогична 1 и не требует объяснений. Результаты таблицы приведены графически на рис. 4 а, б. Мы видим, что различие весьма существенно и по численной величине вполне сравнимо с приростом численных значений термов, обусловленных эффектом давления (согласно табл. 1 и рис. 1 а, б).

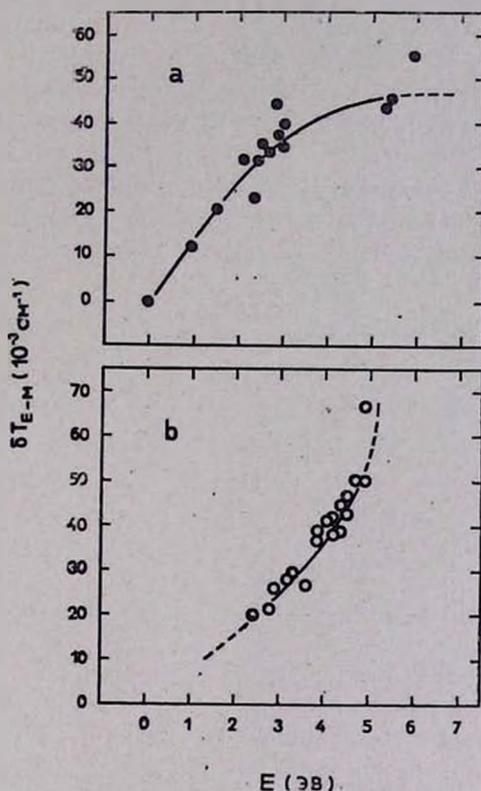


Рис. 4. Разность численных значений термов δT_{E-M} (10^{-3} см^{-1}) Fe I в зависимости от энергии термов E (эв). Получены по спектру дуги, горящей в воздухе, с редукцией в линиях к вакууму по Б. Эдлэну (1952 г.) и В. Ф. Меггерсу—К. Г. Петерсу (1918 г.) [18] согласно [14] (обозначено в индексе „E“) и [17] (обозначено в индексе „M“): а) четные термы (темные кружки), в) нечетные термы (светлые кружки).

Этот результат вполне понятен, если учесть, что разность показателей преломления „стандартного воздуха“ (сухой воздух, $+15^\circ \text{ C}$, 760 мм рт. ст. и 0.03% CO_2 по объему), в смысле данные Эдлэна

минус данные Меггерса-Петерса [18], увеличенная для удобства в 10^8 , составляет $\delta n_\lambda \cdot 10^8 = -155, +2, +106, +49, +24$ для длин волн 2000, 2500, 3500, 7000 и 10 000 Å соответственно.

При этом естественно, что если бы все линии возникали с основного уровня Fe I, то эти поправки определили и поправки в разностях энергетических уровней. На деле же доступные наблюдениям линии Fe I возникают с четных нижних на нечетные верхние уровни и далее с нечетных нижних (в действительности средних) на четные верхние уровни. В связи с этим длины волн (волновые числа) и поправки к ним сложным образом влияют на поправки к энергетическим уровням, в результате чего мы и наблюдаем разницу двух систем (E.—M.) уровней, как в табл. 4 и на рис. 4 *a, b*.

5. Интересно, что „эффект давления“ сказывается и в тонкой структуре, которая в случае Fe I в основном обращена. В качестве примера мы приводим табл. 5 для 4-х линий мультиплета Fe I № 43.

Таблица 5

Переход	λ (Å)	E_m (эВ)	J_m	$-\delta\sigma$ (см^{-1}) $\cdot 10^3$
$a^3F_4 - y^3F_4^o$	4046	4.53	4	12
$a^3F_3 - y^3F_3$	4064	4.59	3	12
$a^3F_4 - y^3F_3$	3969	4.59	3	14
$a^3F_3 - y^3F_2^o$	4005	4.61	2	19

В первом столбце приведен соответствующий переход, во втором — приближенная длина волны, в третьем — потенциал возбуждения верхнего уровня, в четвертом — верхнее результирующее квантовое число и в пятом — сдвиг линии в волновых числах, увеличенный в 1000 раз [9] при перепаде давления 0—1 атм. Из таблички мы видим, что с уменьшением J_m сдвиг растет, что естественно, ибо уровни обращены.

Примерно то же самое наблюдается для мультиплетов № 4, 152 и др. Однако, при малых J_m наблюдается максимум и затем уменьшение сдвигов с J_m . Для многих мультиплетов результат иногда получается неопределенным. Это объясняется малым перепадом давления, когда зачастую сдвиги получаются в пределах точности измерений. Для исследования этого вопроса необходимо повышение точности, ибо увеличение давления может повлиять на характер явления.

6. Мы попутно обратили внимание также еще и на то, что наблюдаемые сдвиги линий (с перепадом давления $0 - 1 \text{ атм}$), перечисленные в приросты численных значений термов и усредненные, то есть $\langle \Delta T \rangle (10^3 \text{ см}^{-1})$, как в табл. 1, своеобразным образом коррелируют с отклонениями усредненных по TC факторов Ланде $\langle \Delta g \rangle$. При этом $\langle \Delta g \rangle = \langle g (\text{набл.}) - g (\text{теор.}) \rangle$, то есть разность наблюдаемых и рассчитанных для нормальной связи L, S факторов Ланде.

Величины $\langle \Delta g \rangle \cdot 10^3$ занесены в табл. 1. Результат сопоставления двух величин показан на рис. 5.

В общем наблюдается рост средних абсолютных значений $\langle \Delta g \rangle \cdot 10^{-3}$ с $\langle \Delta T \rangle (10^{-3} \text{ см}^{-1})$ и одновременно рост дисперсии точек по площади, приблизительно напоминающей прямоугольный треугольник. Эта площадь ограничена на рис. 5 пунктиром.

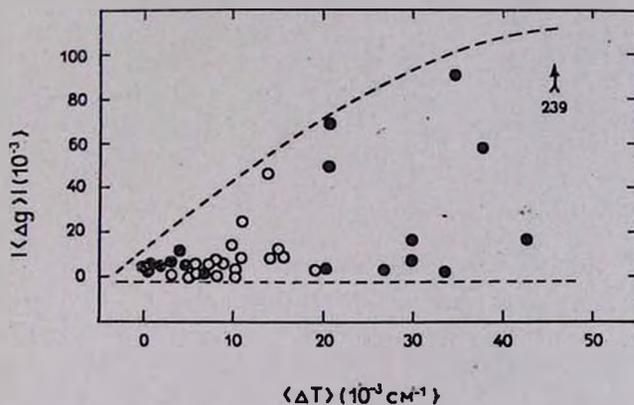


Рис. 5. Соотношение средних отклонений $\langle \Delta g \rangle \cdot 10^{-3}$ по табл. 1 и измеренных численных приростов термов $\langle \Delta T \rangle (10^{-3} \text{ см}^{-1})$, также по табл. 1; темные кружки — четные, светлые — нечетные термы. Пунктирные кривые приблизительно ограничивают область дисперсии кружков по площади.

Следует вообще отметить, что как и в результатах автора и С. С. Журавлева [19] по индивидуальным 364 значениям Δg , а в данном случае усредненным (через интервалы 5000 см^{-1} энергетических уровней), наблюдается своеобразное изменение $\langle \Delta g \rangle$ с $\langle E \rangle (\text{эв})$. Материал для усреднения на основе [20] был использован из [17]. Данные приведены в табл. 6 для четных (слева) и нечетных (справа) уровней отдельно с положительными и отрицательными значениями Δg . В первом столбце каждой половины участка таблицы дано среднее значение энергии уровня $\langle E \rangle (\text{эв})$, во втором — среднее значение $\langle \Delta g \rangle \cdot 10^3$, в третьем — число значений, участвовавших в усреднении. Всего использовано 129 значений для четных и 235 для

нечетных уровней. Интересно, что большие уклопення с $\Delta g > 0.1$ или $\Delta g \cdot 10^3 > 100$ встречаются довольно часто. Для четных уровней мы нашли их 17, а для нечетных 44. Таким образом, последние встречаются чаще (даже относительно).

Таблица 6

Четные						Нечетные					
Положительные Δg			Отрицательные Δg			Положительные Δg			Отрицательные Δg		
$\langle E \rangle$ (эв)	$\langle \Delta g \rangle \cdot 10^3$	p	$\langle E \rangle$ (эв)	$\langle \Delta g \rangle \cdot 10^3$	p	$\langle E \rangle$ (эв)	$\langle \Delta g \rangle \cdot 10^3$	p	$\langle E \rangle$ (эв)	$\langle \Delta g \rangle \cdot 10^3$	p
0.86	3	2	0.06	4	4	2.47	1	1	2.43	5	3
1.55	3	3	0.97	6	3	2.92	6	3	2.82	4	7
2.40	6	4	2.25	5	4	3.37	2	7	3.46	8	5
2.91	4	5	2.79	11	9	3.97	8	6	4.42	10	13
3.40	42	7	3.45	43	5	4.57	19	9	4.65	16	8
4.12	12	2	4.13	17	1	5.26	65	10	5.30	64	26
5.41	5	5	5.30	15	1	5.87	61	43	5.50	101	28
5.92	17	7	5.95	22	4	6.56	83	26	6.40	86	14
6.42	131	29	6.52	55	28	6.96	29	11	7.03	30	10
7.19	38	2	7.00	54	4	7.50	14	3	7.48	12	2

Данные табл. 6 приведены графически светлыми кружками на рис. 6. Крестиками там же показаны данные табл. 1, то есть для термов, использованных нами при изучении эффекта давления. Мы видим, что результаты табл. 1 и 6 согласуются, конечно не в деталях. Видно также, что кружки и крестики располагаются по площади напоминающей осевое сечение „воронки“ для жидкости. Эта площадь ограничена на рисунке пунктирными кривыми.

Из рисунка мы, таким образом, видим, что уклонение факторов Ланде Δg и дисперсия точек растут с приближением к более высоким энергетическим уровням. В общем это понятно, ибо верхние уровни расположены очень тесно друг относительно друга. Если рассмотреть все 364 точки без усреднения, то как и в [19] можно увидеть, что для четных уровней дисперсия точек особенно велика в области $E \approx 6.2 \div 6.8$ эв, а для нечетных в области $E \approx 5.6 \div 6.8$ эв, то есть в два раза более широкой.

Кроме сказанного, мы еще как и в [20] во многих термах констатировали связь между уклонениями в Δg для уровней и нарушением правила интервалов в последних. Напомним также, что нарушение правила интервалов в уровнях терма часто в свою очередь сопровождается нарушением в правилах интенсивностей линий [21]. В виде примера мы иллюстрируем это в табл. 7. В первом столбце

приводится электронная конфигурация Fe I, во втором — терм, в третьем — квантовое число J , в четвертом — уклонение $\Delta g \cdot 10^3$, в пятом — энергия уровня в см^{-1} , в шестом — интервал между уровнями в см^{-1} , в седьмом — относительный теоретический интервал. Из таблицы мы видим, что нарушение правила интервалов по величине и даже по знаку (порядок термов перепутан) зачастую, хоть и не во всех слу-

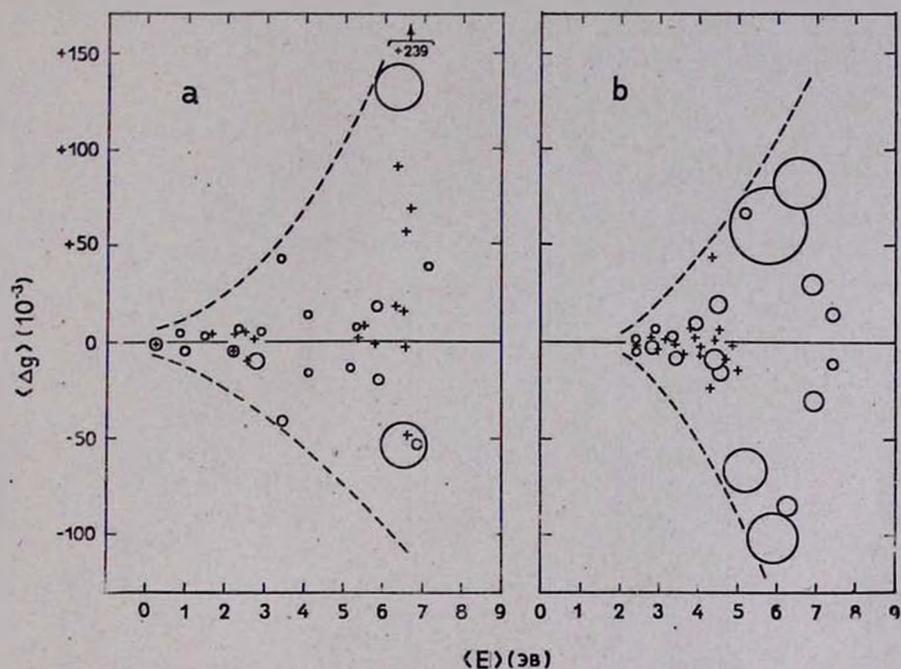


Рис. 6. Зависимость средних уклонений (для 364 уровней) $\langle \Delta g \rangle \cdot 10^{-3}$ наблюдаемого фактора Ланде от рассчитанного по L, S -связи. Светлые кружки соответствуют усредненным значениям с приблизительным указанием веса (по диаметру) по табл. 6 и крестики — соответствующие значения по табл. 1. Пунктирные кривые приблизительно ограничивают область дисперсии знаков обозначений на рисунке по площади.

чаях сопровождается для соответствующих уровней терма большими уклонениями в $\Delta g \cdot 10^3$.

Поскольку знаки (обозначения) для данных табл. 1 и 6 на рис. 6 практически располагаются одинаково (по характеру), то можно предположить, что изученные на эффект давления избранные термы табл. 1 не отличаются в среднем по поведению от других термов Fe I.

7. *Заключение.* Найдено для Fe I, что для введения поправок в сдвигах линий на давление следует уровни и термы разбивать на группы по признаку четности, а не по мультиплетности.

Таблица 7

Конфигурация Fe I	Терм	J	$\Delta g \cdot 10^3$	Энергия уровня (см ⁻¹)	Интервал (см ⁻¹)	Относит. теорет. интервал
3d ⁴ 4s (a ⁴ D) 4d	e ⁴ F	6	+10	50342.180	-491.305	6
		5	+5	50833.485	-358.835	5
		4	+117	51192.320	+43.45:	4
		3	-1	51148.87:	-182.22:	3
		2	-	51331.090	+123.05:	2
		1	+990	51208.04:		
3d ⁴ 4s (a ⁴ D) 4d	e ³ G	6	+18	50522.94:	-180.97:	6
		5	+93	50703.912	-275.715	5
		4	+88	50979.627	-239.432	4
		3	+377	51219.059	-151.125	3
		2	+620	51370.184		
3d ⁴ 4s (b ⁴ F) 4p	w ³ F ^o	5	-18	44243.67:	+221.12:	5
		4	+94	44022.55:	-143.69:	4
		3	+101	44166.24:	-119.24:	3
		2	+117	44285.48:	-92.94:	2
		1	+283	44378.42:		

Обращается внимание на несогласие между отдельными системами термов Fe I, что обуславливается ошибками в вакуумных поправках для линий. Уклонения факторов Ланде от теоретических коррелируют со сдвигами термов давлением. Уклонение в факторах Ланде также весьма своеобразно изменяется с энергией уровней. Поправки за давление, изменяясь с величиной последнего, приводят к тому, что система длин волн линий в спектре звезды (с градиентом давления) изменяется с высотой в атмосфере и, следовательно, различно для разных линий.

Более подробное содержание данного исследования будет опубликовано позднее. Но и настоящие результаты, по-видимому, представляют большой интерес для изучения лабораторных и астрономических спектров.

Ленинградский государственный
университет

ON THE DIFFERENTIAL DEPRESSION OF Fe I LEVELS AND THE
„RED DISPLACEMENT“ OF SPECTRAL LINES AT PRESSURES
UP TO 1 ATMOSPHERE

O. A. MELNIKOV

A study of the data on the „red displacement“ of Fe I spectral lines at variation of air pressure from 0 to 1 *atm* confirms H. D. Babcock's results: the displacements of the lines are due to a depression of the levels or an increase in the numerical values of the terms. This increase can be represented by a parabola of the second order. It was found that it is more essential to divide the terms into two groups according to its evenness or oddness rather than according to previous division by multiplicity.

The increase of the numerical values of the terms in dependence on energy levels with pressure increase from 0 to 1 atmosphere is obtained:

$$\delta T (10^3 \text{ cm}^{-1}) = 0.99 E^2 (ev^2) - 0.32 E (ev) \text{ и } 0.53 E^2 (ev^2) + 0.41 E (ev),$$

correspondingly for even and odd terms.

Alternately for a partial dependence it is found:

$$\delta T (10^3 \text{ cm}^{-1}) = 0.94 E^2 (ev^2) \text{ и } 0.63 E^2 (ev^2).$$

It is shown that different systems of Fe I terms are not in agreement due to errors in the adopted refractive indices of air when taking into account the vacuum corrections in the spectral line wavelengths. A peculiar variation of deviations of the measured Lande *g*-factors from theoretical values, which correlate with the measured increases of numerical values of the terms due to pressure, has been detected. The behaviour of even and odd terms somewhat differs in this respect. Apparently, in the average, the deviations of line and level displacements are observed simultaneously with deviations in the law of intervals, values of Δg and probably in the law of intensity, etc. The presence of unaccounted for corrections in line displacements due to pressure, on the one hand, and the pressure gradient in stellar atmospheres, on the other, are responsible for the observed variations of wavelength systems in star spectra.

These latter variations consequently will depend on the height of formation of lines of different strength in the stellar atmosphere.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *W. H. Humphry, J. F. Mohler*, *Ap. J.*, **3**, 114, 1896.
2. *Shang-Yi Ch'en, V. Chandrasekharan*, *Ap. J.*, **133**, 1067, 1961; *G. T. Lalos, G. L. Hammond*, *Ap. J.*, **135**, 616, 1962.
3. *F. Goos*, *Ap. J.*, **38**, 141, 1913.
4. *Ch. E. St. John, H. D. Babcock*, *Ap. J.*, **46**, 231, 1917.
5. *Ch. E. St. John, H. D. Babcock*, *Ap. J.*, **42**, 1, 1915.
6. *H. G. Hale, W. S. Adams*, *Ap. J.*, **35**, 10, 1962.
7. *Ch. E. St. John, M. L. Ware*, *Ap. J.*, **38**, 202, 1913.
8. *S. F. Panter, J. S. Foster*, *Proc. Roy. Soc., London*, **162**, 336, 1937.
9. *H. D. Babcock*, *Phys. Rev., Ser. 2*, **30**, 366, 1927; *Ap. J.*, **67**, 240, 1928.
10. *W. W. Carter*, *Phys. Rev.*, **76**, 962, 1949; *Р. Б. Теплицкая*, "Астрон. ж.", **37**, 51, 1960; *Д. М. Кули-Заде*, *Солнечные данные*, **11**, 56, 1964.
11. *M. G. Adam*, *MN*, **115**, 405, 1955.
12. *О. А. Мельников*, *Изв. ГАО АН СССР*, **23**, № 175, 1964.
13. *Ch. E. Moore*, *Contr. Princeton obs.*, № 20, 1945.
14. *B. Edlén*, *Transactions IAU IX*, 218, 1957.
15. *B. Edlén*, *Tr. IAU, X*, 211, 1960.
16. *Transactions IAU, XI A*, 97, 1962.
17. *Ch. E. Moore*, *Atomic Energy Levels., Vol. II, Not. Bur. Stand. (USA), Washington, Circ. n. 467*, 1952.
18. *W. F. Meggers, C. G. Peters*, *Nat. Bur. Stand. (USA), Washington, Sci. Pap.* **14**, 724, 1918; *B. Edlén*, *J. Opt. Soc. Am.*, **43**, 339, 1953.
19. *О. А. Мельников, С. С. Журавлев*, *Труды АО ЛГУ*, **23**, 1965, в печати.
20. *D. W. Weeks*, *Tr. Am. Ph. Soc.*, **34**, part II, 181, 1944.
21. *П. Ф. Груздев*, *Сб. докл. и сообщ. на Совещ. по измер. и вычисл. сил осцилляторов, ЛГУ*, стр. 224, 1959; *Оптика и спектроскопия*, **13**, 309, 1962; *П. Ф. Груздев и Г. П. Старцев*, *Оптика и спектроскопия*, **8**, 879, 1960.