

1. Гуртовенко Э. А., Дидыченко Е. И. — Изв. ГАО АН УССР, 3, вып. 2, 138. Изд-во АН УССР, 1961.

2. Гуртовенко Э. А., Семенова Н. Н. — Изв. ГАО АН УССР, 4, вып. 1, 31. Изд-во АН УССР, 1961.

3. Fraunhofer Institut Map of the Sun, 1964, 1965.

THE CATALOGUE OF THE EQUIVALENT WIDTHS AND INTENSITIES OF THE LINES OF THE PROMINENCES OBSERVED IN 1964—1965

A. S. RAKHUBOVSKY

Summary

The method of observation and processing of the prominence spectra are described briefly. The equivalent widths, central intensities, half-widths and Doppler half-widths are presented of the emission lines of the prominences and are observed during 1964—1965 at the Main Astronomical Observatory of the Ukrainian Academy of Sciences.

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ОПТИЧЕСКОЙ ГЛУБИНЫ В РАЗНЫХ ЧАСТЯХ КОНТУРА ФРАУНГЕФЕРОВОЙ ЛИНИИ

Э. А. Гуртовенко

Решение ряда вопросов физики фотосферы, в частности изучение поля скоростей на разных ее уровнях, требует точного определения оптической глубины слоя, в котором исследуются соответствующие фотосферные характеристики. Для этого необходимо иметь однозначную связь между различными участками профиля фраунгоферовой линии и оптической глубиной в континууме. Трудности определения такой связи вызваны тем, что нет достаточно точной и приемлемой формулы, выражающей в конечном виде форму контура линии в зависимости от искомой оптической глубины и положения на диске Солнца. Кроме того, в конкретном случае остается неясным, какую схему фотосферы (Шустера—Шварцшильда или Милна—Эддингтона) следует принять и какому механизму взаимодействия атомов с полем излучения — истинному поглощению или рассеянию — следует отдать предпочтение. Решение же уравнения переноса для фотосферы с произвольной структурой в конечном виде не существует, а наиболее точные приближенные решения настолько сложны, что применить их для указанной цели практически невозможно.

Воспользуемся соотношением, выражающим интенсивность излучения в любой частоте ν как в линии, так и в континууме, выходящего наружу из фотосферы под углом Θ

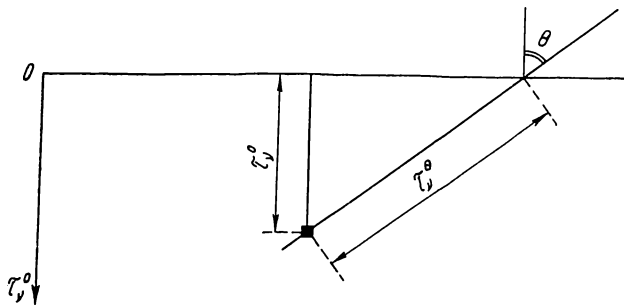
$$I_{\nu}(\Theta) = \int_0^{\infty} S_{\nu}(\tau_{\nu}^{\Theta}) e^{-\tau_{\nu}^{\Theta}} d\tau_{\nu}^{\Theta}. \quad (1)$$

В (1) τ_{ν}^{Θ} — оптическая глубина, отсчитываемая в направлении луча зрения под углом Θ к нормали (рисунок). В общем случае она представляется суммой $\tau_{\nu}^{\Theta} = \tau^{\Theta} + t_{\nu}^{\Theta}$, где τ^{Θ} — оптическая глубина в континууме близ линии, а t_{ν}^{Θ} — оптическая глубина в частотах линии поглощения. В интервале частот в пределах линии поглощения $\tau^{\Theta} = \text{const}$. Введем еще обозначение $\tau_{\nu}^{\Theta=0} = \tau^{\Theta} + t_{\nu}^{\Theta}$. Считаем, что функция источника (отдача) S в (1) задана в зависимости от τ_{ν}^{Θ} .

Примем единственное упрощение, являющееся математическим упрощением формулы (1), а именно:

$$I_{\nu}(\Theta) = S_{\nu}(\tau_{\nu}^{\Theta} = 1), \quad (2)$$

т. е. регистрируемое в частоте ν излучение представим функцией источника некоторого эффективного слоя, расположенного в направлении луча зрения на оптической глубине $\tau_{\nu}^{\Theta} = 1$.



Вблизи линии в континууме $I_{\nu}(\Theta)$ не зависит от частоты; поэтому здесь можно написать $I'(\Theta) = I(\Theta)$. Согласно (2),

$$I(\Theta) = S'(\tau^{\Theta} = 1). \quad (3)$$

Аналогично для излучения в частотах линии

$$I_{\nu}(\Theta) = S''(\tau_{\nu}^{\Theta} = 1). \quad (4)$$

Функции источника S в частотах линии и в континууме разные, потому в (3) и (4) они обозначены соответственно через S' и S'' .

В соответствии с (3) и (4) для глубины в контуре линии поглощения имеем

$$d_{\nu} = \frac{S'(\tau^{\Theta} = 1) - S''(\tau_{\nu}^{\Theta} = 1)}{S'(\tau^{\Theta} = 1)}. \quad (5)$$

Для Солнца в пределах $1 \geq \cos \Theta > 0,2$ можно считать

$$\begin{aligned} \tau^{\Theta} &= \tau^0 \sec \Theta; \\ \tau_{\nu}^{\Theta} &= \tau^0 \sec \Theta + t_{\nu}^{\Theta}; \\ t_{\nu}^{\Theta} &= t_{\nu}^0 \sec \Theta. \end{aligned} \quad (6)$$

Принимая в соответствии с (3) и (4) $\tau^{\Theta} = 1$, $\tau_{\nu}^{\Theta} = 1$, получим оптические глубины эффективных слоев, излучающих в континууме близ линии и в частотах линии, выраженные в шкале τ^0 и равные соответственно $\cos \Theta$ и $(1 - t_{\nu}^0) \cos \Theta$. Величина t_{ν}^0 здесь уже не является переменной, а определяет монохроматическую оптическую глубину эффективного слоя, излучающего в соответствующей частоте линии поглощения.

Если S' и S'' заданы аналитически или графически как некоторые функции B и B'_{ν} зависящие от τ^0 , то, принимая во внимание (6), соотношение (5) можно переписать в виде

$$d_{\nu}(\Theta) = \frac{B(\cos \Theta) - B'_{\nu}(\cos \Theta [1 - t_{\nu}^0])}{B(\cos \Theta)}. \quad (7)$$

Вообще говоря, функции источника в континууме (B) и в частотах линии (B'_{ν}) различаются. В большинстве случаев B является функцией

Планка и задается через температуру модели фотосферы в зависимости от τ^0 для $\lambda=5000 \text{ \AA}$.

Соотношение (7) описывает форму профиля линии поглощения при переходе центр—край, выраженную в зависимости от $\cos \Theta$ и t_v^0 . В какой степени эта формула верна? Допустим, что в слоях, где образуется линия, имеет место локальное термодинамическое равновесие (ЛТР). Тогда $B'_v = B$. Допустим также, что B задана в линейном приближении, т. е. $B = a + b\tau$. При этих условиях (7) принимает вид

$$d_v(\Theta) = \frac{b \cos \Theta}{a + b \cos \Theta} t_v^0. \quad (8)$$

Обратимся к одной из более или менее точных формул [1], задающих остаточную интенсивность в конечном виде. Для условия ЛТР она имеет вид

$$d_v(\Theta) = \frac{b \cos \Theta}{a + b \cos \Theta} \frac{\eta_v}{1 + \eta_v}, \quad (9)$$

где η_v — отношение коэффициента поглощения в линии к коэффициенту непрерывного поглощения. Эта формула выведена для структуры фотосферы Милна—Эддингтона ($\eta = \text{const}$). В этом случае для любых τ^0 , в том числе и на глубине эффективного слоя, справедливо соотношение $\eta_v = \frac{t_v^0}{\tau^0}$. Но так как для эффективного слоя $\tau^0 + t_v^0 = 1$, то $\frac{\eta_v}{1 + \eta_v} = t_v^0$, т. е. (8) и (9) тождественны.

Сравнение показывает, что соотношение (7) является более общим, из которого следуют частные случаи аналитического выражения формы контура фраунгоферовой линии.

Обычно данные об оптической глубине в различных частях контура линии необходимы при расчетах, ведущихся с использованием какой-либо модели солнечной фотосферы, т. е. при заданном значении $B(\tau^0)$. Удобство в практическом использовании (7) состоит в том, что значения $B(\cos \Theta)$ определяются непосредственно по температуре, соответствующей $\tau^0 = \cos \Theta$ в заданной модели фотосферы. Если же при этом допускается условие ЛТР в слоях, где образуется линия поглощения, что законно для большинства линий в спектре Солнца, то (7) не потребует даже элементарных преобразований. В этом случае $B'_v = B$. По известным $B(\cos \Theta)$ и d_v находим B'_v и, входя в модель фотосферы с уже найденным B'_v , определяем аргумент, который является искомой оптической глубиной τ^0 .

Заметим, что при условии ЛТР определение оптической глубины по заданному d_v из соотношения (7) принципиально не отличается от метода, предложенного де Ягером [2]. Однако, помимо удобства и простоты, соотношение (7) не требует использования наблюдаемых абсолютных значений монохроматической интенсивности в центре диска, а также коэффициента потемнения к краю в заданной длине волны. Это исключает возможность появления дополнительных ошибок в оценке τ^0 .

Поскольку модель фотосферы задается обычно для $\lambda=5000 \text{ \AA}$, то для линий, значительно отстоящих в спектре Солнца от указанной длины волны, необходимо производить пересчет оптической глубины τ^0 . В последней модели фотосферы и нижней хромосферы [3], принятой на симпозиуме в Бильдерберге и рекомендованной к использованию ее в международном масштабе, такой пересчет уже выполнен.

В таблице приводятся результаты сравнения τ^0 , вычисленных В. И. Трояном для различных глубин d в контурах нескольких линий

мультиплета TiI в области спектра близ $\lambda = 5100 \text{ \AA}$. Оптические глубины, обозначенные через τ_1^0 , вычислены по методу де Ягера [2], примененному нами в работе [4]. Значения τ_2^0 вычислялись из соотношения (7). В обоих случаях предполагалось наличие ЛТР и принималась одна и та же модель фотосферы Т. Свихарта [5]. Хорошее совпадение данных свидетельствует о том, что использованные нами в [4] абсолютное значение $I_{\lambda=5000\text{\AA}}$ для центра диска и кривая потемнения к краю в этой области спектра достаточно хорошо согласуется с моделью фотосферы Т. Свихарта.

Если $B' \neq B$ (линии образуются в верхних слоях фотосферы или в хромосфере), то для определения τ^0 необходимо на основании каких-либо дополнительных исследований найти зависимость $B'_\nu = B'_\nu(\tau^0)$ или же представить B'_ν в явном виде в зависимости от t^0_ν .

| d | $\cos \Theta = 1$ | | $\cos \Theta = 0.6$ | | $\cos \Theta = 0.28$ | |
|-----|-------------------|------------|---------------------|------------|----------------------|------------|
| | τ_1^0 | τ_2^0 | τ_1^0 | τ_2^0 | τ_1^0 | τ_2^0 |

| | | | | | | |
|------|------|------|------|------|------|------|
| 0.05 | 0.91 | 0.91 | 0.55 | 0.56 | 0.28 | 0.26 |
| 0.10 | 0.83 | 0.83 | 0.50 | 0.51 | 0.25 | 0.22 |
| 0.15 | 0.76 | 0.75 | 0.46 | 0.44 | 0.21 | 0.20 |
| 0.20 | 0.68 | 0.67 | 0.41 | 0.42 | 0.19 | 0.18 |
| 0.25 | 0.60 | 0.60 | 0.38 | 0.38 | 0.17 | 0.15 |
| 0.30 | 0.53 | 0.54 | 0.37 | 0.32 | 0.13 | 0.12 |
| 0.35 | 0.48 | 0.48 | 0.28 | 0.28 | 0.12 | 0.11 |

Мы предлагаем следующий простой метод определения функции источника в случае отсутствия ЛТР. Для этой цели лучше всего использовать центральные интенсивности средних и сильных линий поглощения, так как отклонение от ЛТР может быть существенным в более высоких слоях фотосферы.

Центральные глубины линий поглощения должны быть исправлены за инструментальный контур и эффект макротурбуленции. В результате для одной и той же линии, по данным наблюдения ее на разных расстояниях от центра диска, получаем из (7) ряд значений B'_Θ , соответствующих различным значениям $\cos \Theta$. B' задается в виде полинома второй степени, $B'(\tau^0) = a + b\tau^0 + c\tau^{02}$. Тогда в соответствии с (6) и (7) для эффективного слоя

$$B'_\Theta = a + b(\cos \Theta - t^0) + c(\cos \Theta - t^0)^2, \quad (10)$$

где t^0 — оптическая глубина эффективного слоя в центре линии поглощения, отсчитываемая в радиальном направлении. Эта величина, как и t^0_ν , разная для разных значений $\cos \Theta$. Мы можем найти t^0 в первом приближении, определив ее из (7) при условии, что $B' = B$. Обозначим первое приближение $t^0 = t^0_1$. Тогда в соответствии с (10) для ряда значений $\cos \Theta_i$ ($i=1-6$) можно составить условные уравнения

$$B_{\Theta_i} = a + b(\cos \Theta_i - t^0_{1i}) + c(\cos \Theta_i - t^0_{1i})^2, \quad (11)$$

из которых по способу наименьших квадратов определяются постоянные a , b , c , а также невязки v_i каждого уравнения.

Если обозначить второе приближение $t^0_{2i} = t^0_{1i} + \Delta t^0_{1i}$ и подставить его в (11), то получим уравнение

$$v_i = (2ct^0_{1i} - 2c \cos \Theta_i - b) \Delta t^0_{1i} + c \Delta t^0_{1i}{}^2, \quad (12)$$

из которого находятся Δt^0_{1i} . Второе приближение t^0_{2i} после подстановки в (11) взамен t^0_{1i} дает возможность получить более точные значения коэффициентов a , b и c , с которыми при необходимости можно найти новые поправки Δt^0_{2i} и построить третье приближение для t^0 и т. д.

В результате будут найдены коэффициенты a , b , c , а также $t^0_i = \cos \Theta_i - \tau^0_i$, где τ^0_i — оптическая глубина в радиальном направлении

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

Найденная зависимость $B' = B'(\tau^0)$ может в принципе использовать-ся 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 астрофизи-ка, 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 Planck 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