

К ВОПРОСУ ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ МИКРОТУРБУЛЕНТНЫХ СКОРОСТЕЙ СОЛНЕЧНЫХ ПРОТУБЕРАНЦЕВ

А.Г.НИКОГОСЯН¹, З.МУРАДЯН²

Поступила 15 марта 2010

Классический метод определения скорости микротурбулентных движений в солнечных протуберанцах обобщается таким образом, чтобы учесть возможную непрозрачность спектральных линий. Вводится в рассмотрение новая характеристика линии, позволяющая при данном механизме образования определить оптическую толщину излучающей области. Метод применяется для линий в *EUV* области спектра, наблюдаемых с помощью спектрографа SUMER в рамках космической программы SoHO. Сравнение с данными наблюдений не только подтверждает справедливость принятого механизма образования линий, но и позволяет заключить, что оптическая толщина среды в рассматриваемых линиях невелика. Обсуждаются трудности, связанные с определением кинетической температуры и, следовательно, скорости микротурбулентных движений. Оценочные значения указанной скорости по линиям различных ионов оказываются порядка 30–40 км/с.

Ключевые слова: *солнечные протуберанцы: образование спектральных линий: микротурбулентная скорость*

1. *Введение.* Как известно, плазма в протуберанцах участвует в различного типа движениях, что, естественно, влияет на форму профилей наблюдаемых спектральных линий. Случайные тепловые и турбулентные движения со скоростями порядка 5+10 км/с накладываются на восходящие (эрупция) или нисходящие (потеря массы за счет ее возвращения в хромосферу и фотосферу) потоки, крупномасштабные движения (см., например, [1]). Перенос излучения в линии через такую динамически активную среду приводит к большому разнообразию профилей, искаженных в результате Доплер эффекта. Помимо указанных факторов форма профилей линий, очевидно, зависит от структуры излучающего объема и его оптической толщины. Известно также, что физические и геометрические свойства среды, подвергаются случайным изменениям как в пространстве, так и во времени. Поэтому количественная интерпретация наблюдаемых спектров и их использование в диагностических целях в общем случае является довольно сложной задачей, вследствие чего часто приходится прибегать к тем или иным упрощающим предположениям.

В работах [2-4] развивалась идея о привлечении флуктуаций поверхностной яркости протуберанцев в качестве дополнительного источника

информации об излучаемом объеме. Как оказалось, важную информацию можно извлечь при изучении относительного среднеквадратичного отклонения (ОСО) поверхностной яркости протуберанца в зависимости от частоты внутри линии. Результаты теоретических исследований сравнивались с данными об изменениях профилей *EUV*-линий вдоль шели спектрографа SUMER, полученными в рамках космической программы SOHO. Так, в работе [3] было показано, что за некоторыми исключениями флуктуации поверхностной яркости протуберанцев в различных линиях обусловлены изменениями оптической толщины, причем эти изменения тем меньше, чем выше эффективная температура образования спектральной линии. Особенно информативным является изучение указанных флуктуаций в случае наличия в среде крупномасштабных или гидродинамических движений. Если излучающий объем участвует в восходящих и нисходящих движениях, то частотная зависимость ОСО характеризуется своеобразными "всплесками" (локальными максимумами) в крыльях линий [4]. Величина последних зависит от скорости крупномасштабных движений. Как показывают наблюдения, величины скоростей указанных движений коррелируют с эффективной температурой образования линии, при этом они выше в относительно холодных областях протуберанцев. В горячих областях и переходной зоне протуберанец-корона на форму профилей спектральных линий, по-видимому, влияют в основном лишь тепловые и турбулентные движения. Поэтому контуры таких линий, как OVI $\lambda\lambda 1032\text{\AA}$, 1037.5\AA , NeV $\lambda 1145.6\text{\AA}$, NV $\lambda 1238.82\text{\AA}$ и т.д., можно использовать для определения относительной роли турбулентных движений, а также оптической толщины излучающего объема. Именно этому вопросу и посвящается данная работа.

Описание задачи дается в следующем разделе. Далее, в разделе 3, полученные теоретические результаты применяются для интерпретации наблюдательных данных. Приводятся оценки для некоторых величин, характеризующих излучающий объем. К ним относятся скорость турбулентного движения, оптическая толщина и кинетическая температура среды. Достоинства предлагаемого подхода и некоторые трудности его применения обсуждаются в заключительном разделе.

2. *Описание задачи.* При определении микротурбулентных скоростей протуберанцев обычно используются оптически тонкие линии (см. [1,5]), профили которых с той или иной точностью можно бывает заменить профилем коэффициента поглощения $\alpha(x)$, где $x = \Delta\nu/\Delta\nu_D$ - так называемая безразмерная частота,

$$\Delta\nu_D = \frac{v_0}{c} v_{th}, \quad (1)$$

где $v_{th} = (2kT/m)^{1/2}$, v_0 - центральная частота линии, T - кинетическая температура, m - масса атома, k - постоянная Больцмана. При доплеровском

уширении линии

$$\alpha(x) = \exp(-x^2). \quad (2)$$

Как известно, скорости микротурбулентных движений независимы на атомарном уровне и уширение линии подобно уширению, обусловленному тепловыми движениями. В этом случае вместо (1) имеем

$$\Delta v_D = \frac{v_0}{c} \sqrt{v_{th}^2 + \xi_l^2}, \quad (3)$$

где ξ_l - средняя скорость турбулентных движений. Полагается, что $I(x)/I(0) \approx \alpha(x)$ и с учетом (3) используется для определения величины ξ_l . Поскольку значение кинетической температуры, которым определяется средняя тепловая скорость, заранее неизвестно, то рассматривается пара спектральных линий, принадлежащих различным ионам, но формирующихся примерно в одном и том же объеме протуберанца. Тогда удастся в отдельности найти как величину ξ_l , так и кинетическую температуру плазмы протуберанца, а вместе с нею тепловую и микротурбулентную скорости. Такой подход обладает тем очевидным недостатком, что замена профиля спектральной линии профилем коэффициента поглощения возможна лишь в предельном случае, когда оптическая толщина излучающего объема τ_0 равна нулю. Между тем, для многих интенсивных линий в *EUV* области спектра, такое допущение может оказаться достаточно грубым, поскольку при этом теряется информация о физических характеристиках среды, таких как, например, его структура и оптическая толщина. Ошибки другого рода могут возникнуть, если ограничиться рассмотрением лишь доплеровского профиля, или пренебречь влиянием поглощения в непрерывном спектре.

В то же время если рассматривается среда оптической толщины τ_0 , в которой развита однородная микротурбулентность, то в предположении, что функция источников B не меняется с глубиной, для средней интенсивности наблюдаемого излучения имеет место

$$I(\tau_0, x) = B \left[1 - e^{-\alpha(x)\tau_0} \right]. \quad (4)$$

В данной формуле не учитывается влияние поглощения в непрерывном спектре, о котором речь пойдет ниже. Следует также заметить, что применение формулы (4), вообще говоря, заранее не очевидно. Дело в том, что она справедлива тогда, когда доминирующим механизмом образования спектральной линии являются процессы истинного поглощения и излучения. Другими словами, роль эффектов многократного рассеяния в частотах линии пренебрегается, что, по-видимому, можно считать оправданным для многих спектральных линий протуберанцев в *EUV* области за исключением первых членов лаймановской серии водорода, для которых оптическая толщина среды велика. Очевидно, что данная формула содержит в себе информацию об излучающей среде и потому является менее грубым

приближением, нежели упомянутый выше предельный случай оптически тонкой среды. Всюду в данной работе мы будем пользоваться именно этой формулой несмотря на то, что развиваемый подход допускает, в принципе, рассмотрение и более реалистичных моделей.

Основными непосредственно измеряемыми характеристиками линий, представляющими для нас интерес, являются $\Delta\lambda_{1/2}$ - ее полуширина на половине максимума и интегральная интенсивность в единицах интенсивности в центре линии $J_\lambda(\tau_0)$. Наряду с ними для удобства будем пользоваться также аналогичными, но безразмерными величинами $x_{1/2}$ и $W(\tau_0)$. Последняя определяется формулой

$$W(\tau_0) = \frac{1}{1 - e^{-\alpha(0)\tau_0}} \int_{-\infty}^{\infty} [1 - e^{-\alpha(x)\tau_0}] dx. \quad (5)$$

Введенные две пары величин, очевидно, связаны между собой соотношениями

$$\Delta\lambda_{1/2} = \frac{\lambda_0}{c} \sqrt{v_{th}^2 + \xi_l^2} x_{1/2}(\tau_0), \quad J_\lambda(\tau_0) = \frac{\lambda_0}{c} \sqrt{v_{th}^2 + \xi_l^2} W(\tau_0). \quad (6)$$

Таким образом в отличие от классического подхода вводится в рассмотрение дополнительно еще одна характеристика спектральной линии - $J_\lambda(\tau_0)$. Это позволяет применить идею, аналогичную той, которая лежит в основе обычного подхода, также для оценки оптической толщины среды в линии. Действительно, знание из наблюдений двух пар величин $\Delta\lambda_{1/2}$, $J_\lambda(\tau_0)$ для линий двух различных ионов, возникающих примерно в одной и той же области протуберанца, позволяет в принципе определить величины оптических толщин для этих линий $\tau_0^{(1)}$ и $\tau_0^{(2)}$, а также значения T и ξ_l . Заметим, что в классическом методе, основанном на замене профиля спектральной линии профилем коэффициента поглощения, $x_{1/2} = \sqrt{\ln 2}$ и $W = \sqrt{\pi}$. В рассматриваемом нами случае на основе формулы (4) имеем

$$x_{1/2}(\tau_0) = \left[-\ln \left(-\frac{1}{\tau_0} \ln \frac{1 + e^{-\tau_0}}{2} \right) \right]^{1/2}, \quad (7)$$

а $W(\tau_0)$ задается формулой (5).

Важно отметить, что отношение $J_\lambda(\tau_0)/\Delta\lambda_{1/2}(\tau_0) = W(\tau_0)/x_{1/2}(\tau_0)$ не зависит ни от кинетической температуры T , ни от значения турбулентной скорости ξ_l . Как мы увидим ниже, оно слабо зависит и от доли поглощения в непрерывном спектре, поэтому указанное отношение может служить достаточно хорошим индикатором оптической толщины области протуберанца, излучающей в данной спектральной линии. Как показывают численные расчеты, в достаточно широком интервале изменения τ_0 от 0 до 2.5 (на самом деле развиваемый в работе метод предполагается применить к оптически не очень толстым линиям, и как мы убедимся ниже, именно такими являются в большинстве своем линии, возникающие в протуберанце

и переходной области протуберанец - корона) зависимости $x_{1/2}(\tau_0)$ и $W(\tau_0)$ можно аппроксимировать линейными функциями;

$$x_{1/2}(\tau_0) \approx 0.142\tau_0 + 0.838, \quad W(\tau_0) \approx 0.251\tau_0 + 1.778. \quad (8)$$

Ошибки, совершаемые при пользовании формулами (6), меньше 0.1%. Свободные члены в формулах (8) соответствуют классическим значениям $\sqrt{\ln 2}$ и $\sqrt{\pi}$ для $\tau_0 = 0$. Наибольший интерес, как уже указывалось, представляет собой отношение $J_\lambda(\tau_0)/\Delta\lambda_{1/2}(\tau_0) = W(\tau_0)/x_{1/2}(\tau_0)$, которое в выбранном нами интервале значений τ_0 с высокой точностью (<0.1%) аппроксимируется полиномом второй степени

$$W(\tau_0)/x_{1/2}(\tau_0) \approx 2.1284 - 0.0761\tau_0 + 0.0134\tau_0^2. \quad (9)$$

Из приведенной формулы следует, что при рассматриваемом механизме образования спектральной линии значения величины $J_\lambda(\tau_0)/\Delta\lambda_{1/2}(\tau_0)$ в заданном интервале изменения τ_0 должны лежать в промежутке 2.0214 + 2.1289. Как будет показано далее, на самом деле некоторые из измеренных значений данного отношения могут оказаться несколько больше верхнего предела указанного интервала, поэтому возникает необходимость изучения влияния различных эффектов на полученный результат. Например, в формуле (4) несложно учесть эффекты, связанные с поглощением в непрерывном спектре. В этом случае вместо (4) будем иметь

$$I(\tau_0, x) = B \frac{\alpha(x)}{\varpi(x)} [1 - e^{-\varpi(x)\tau_0}], \quad (10)$$

где $\varpi(x) = \alpha(x) + \beta$, β - отношение коэффициента поглощения в непрерывном спектре к коэффициенту поглощения в центральной частоте спектральной линии. Нетрудно видеть, что изменение величины β оказывает влияние лишь на нижний предел, которое к тому же, как показывают расчеты, незначительно (см. рис.1).

Положение дел меняется существенно, когда в расчетах вместо доплеровского профиля для коэффициента поглощения берется фойгтовский профиль. Так, например, при значении фойгтовского параметра $\sigma = 10^{-3}$ вместо (8) и (9) имеем

$$x_{1/2}(\tau_0) \approx -0.0077\tau_0^2 + 0.1622\tau_0 + 0.8347, \quad (11)$$

$$W(\tau_0) \approx -0.0079\tau_0^2 + 0.2738\tau_0 + 1.7877, \quad (12)$$

$$W(\tau_0)/x_{1/2}(\tau_0) \approx 2.1513 - 0.1104\tau_0 + 0.0349\tau_0^2 - 0.0034\tau_0^3. \quad (13)$$

Следует обратить внимание на то, что значение свободного члена в (13) выше, чем в формуле (9) и это, как мы убедимся ниже, во многих случаях позволяет объяснить наблюдаемые значения рассматриваемой величины. Сказанное наглядно иллюстрируют графики функции $W(\tau_0)/x_{1/2}(\tau_0)$, изображенные на рис.1. Поскольку кривые, соответствующие различным

значениям величины β , незначительно отличаются друг от друга, то приводятся лишь две из них. Пределы изменения рассматриваемой функции и ее поведение при фойгтовском профиле коэффициента поглощения ($\sigma = 10^{-3}$) заметно отличаются от тех при доплеровском уширении линии.

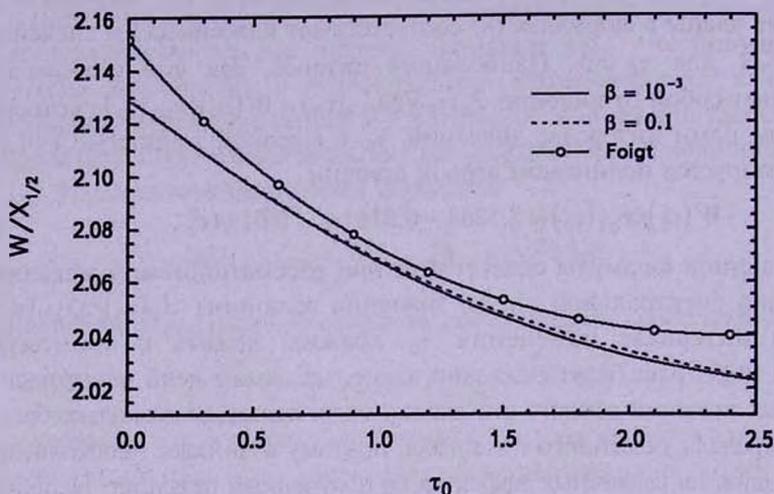


Рис.1. Зависимость $W/x_{1/2}$ от оптической толщины при различных предположениях относительно профиля коэффициента поглощения и роли поглощения в непрерывном спектре.

После нахождения оптической толщины среды в той или иной линии можно воспользоваться рассуждениями, аналогичными тем, которые проводятся при применении обычного метода определения кинетической температуры и скорости микротурбулентных движений. Это означает, что если найдены значения оптических толщин для двух линий ($\tau_0^{(i)}$, $i = 1, 2$), принадлежащих различным ионам и предположительно образующихся примерно в одной и той же области протуберанца, то используя теоретические зависимости (11) и (12) находим значения $x_{1/2}^{(i)}$ и $W^{(i)}$. Знание одной из этих величин для двух линий в принципе позволяет найти кинетическую температуру излучающего объема, а вместе с нею тепловую и микротурбулентную скорости в нем

$$T = \frac{m_H c^2}{2k} \left[\left(\frac{\Delta\lambda_{1/2}^{(1)}}{x_{1/2}^{(1)} \lambda_0^{(1)}} \right)^2 - \left(\frac{\Delta\lambda_{1/2}^{(2)}}{x_{1/2}^{(2)} \lambda_0^{(2)}} \right)^2 \right] / \left(\frac{1}{\mu_1} - \frac{1}{\mu_2} \right), \quad (14)$$

$$\xi_i = \left[\left(\frac{c \Delta\lambda_{1/2}^{(i)}}{x_{1/2}^{(i)} \lambda_0^{(i)}} \right)^2 - \frac{2kT}{m_H \mu_i} \right]^{1/2}, \quad (15)$$

где μ_i - молекулярные веса ионов, m_H - масса атома водорода. Формула (14) отличается от обычной (см. [1]) лишь появлением величин $x_{1/2}^{(i)}$ в

выражениях, находящихся в числителе. Как было показано выше, $x_{1/2}(\tau_0)$ является возрастающей функцией. Как мы увидим в следующем параграфе, непрозрачности большинства рассматриваемых спектральных линий будучи относительно малыми не слишком отличаются друг от друга. Отсюда нетрудно заключить, что значения кинетической температуры, задаваемые классической формулой должны быть выше реального значения.

3. *Анализ наблюдательных данных.* Нами были использованы данные наблюдений *EUV*-линий, полученные 8-го октября 1999г. на позиционном угле 295° с помощью спектрометра SUMER в рамках космической программы SoHO. Часть этих данных вместе с полученными нами результатами приводится в табл.1. Необходимые профили линий строились путем осреднения данных 120 пикселей, охватываемых щелью спектрографа для фиксированного интервала длин волн. При этом, однако, пиксели, не содержащие информацию о протуберанце, не учитывались. Выбирались в первую очередь наиболее известные и сильные линии. В случае сравнительно слабых линий особое внимание уделялось отсутствию блендов.

Рассматриваемые спектральные линии приводятся в таблице в порядке увеличения кинетической температуры, при которой они достигают максимальной интенсивности. В первых трех столбцах даются наименование линии, кинетическая температура и молекулярный вес атома. Далее следуют измеренные значения $\Delta\lambda_{1/2}$ и $J_\lambda(\tau_0)$ в ангстремах. Эти значения используются для определения $J_\lambda(\tau_0)/\Delta\lambda_{1/2}(\tau_0) = W(\tau_0)/x_{1/2}(\tau_0)$, оптической толщины и $x_{1/2}$. В последнем столбце приводятся значения скорости микротурбулентных движений в предположении, что линия образуется при температуре, равном T_m .

Уже беглое знакомство с таблицей позволяет заметить, что значения величины $J_\lambda(\tau_0)/\Delta\lambda_{1/2}(\tau_0) = W(\tau_0)/x_{1/2}(\tau_0)$ лежат в интервале, который был получен выше теоретически на основе формулы (4) при фойгтовском профиле коэффициента поглощения. Более того, нетрудно видеть, что они находятся ближе к верхнему пределу указанного интервала. Это, во-первых, подтверждает обоснованность применения формулы (4) к рассматриваемым *EUV*-линиям, и, во-вторых, свидетельствует о том, что последние являются оптически тонкими. Значения оптических толщин, приведенные в таблице показывают, что они не превышают 0.3. О смысле и значении полученных результатов речь пойдет ниже, здесь же заметим, что формула (14) дает для кинетической температуры весьма высокие значения. Как известно [1], с такой трудностью сталкивается и классический метод определения скорости микротурбулентных движений. Хотя значения T_m в рассматриваемой нами уточненной задаче и ниже тех же значений, которые получаются при классическом подходе, тем не менее они остаются неправдоподобно высокими. На возможные причины такого результата

мы укажем в следующем параграфе. В последнем столбце приводятся значения скоростей микротурбулентных движений в км/с в предположении, что соответствующие спектральные линии формируются при такой температуре, при которой они достигают максимальной интенсивности. Мы видим, что результаты меняются в сравнительно небольших пределах между 25-45 км/с. В большинстве случаев они находятся в интервале 30-40 км/с, не обнаруживая при этом заметной зависимости от T_m . Поэтому полученные значения, по-видимому, можно считать близкими к реальным.

Таблица 1

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ EUV-ЛИНИИ И ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

| Линии (Δ) | $\log T_m$ | μ | $\Delta\lambda_{1/2}$ | $J_\lambda(\tau_0)$ | $W/x_{1/2}$ | τ_0 | $x_{1/2}$ | ξ_i |
|--------------------|------------|--------|-----------------------|---------------------|-------------|----------|-----------|---------|
| OI 935.193 | <4.0 | 15.999 | 0.0794 | 0.1683 | 2.1185 | 0.132 | 0.8560 | 29.75 |
| SI 1235.624 | <4.0 | 32.06 | 0.0807 | 0.1714 | 2.1243 | 0.054 | 0.8434 | 23.21 |
| SII 996.0 | 4.5 | 32.06 | 0.0849 | 0.1808 | 2.1345 | 0.160 | 0.8605 | 29.67 |
| CII 1334.53 | 4.5 | 12.01 | 0.1325 | 0.2823 | 2.1338 | 0.167 | 0.8616 | 34.49 |
| CII 1335.71 | 4.5 | 12.01 | 0.1512 | 0.3196 | 2.1226 | 0.284 | 0.8801 | 38.51 |
| SIII 1077.13 | 4.7 | 32.06 | 0.0939 | 0.1998 | 2.1282 | 0.224 | 0.8706 | 29.98 |
| NII 1089.99 | 4.7 | 14.007 | 0.0976 | 0.2061 | 2.1138 | 0.198 | 0.8665 | 30.89 |
| CIII 977.02 | 4.9 | 12.01 | 0.1278 | 0.2728 | 2.1349 | 0.156 | 0.8598 | 45.50 |
| SiIV 1393.78 | 4.9 | 28.086 | 0.1152 | 0.2451 | 2.1273 | 0.234 | 0.8722 | 28.34 |
| NIII 991.579 | 5.0 | 14.007 | 0.1035 | 0.2202 | 2.1299 | 0.207 | 0.8680 | 35.91 |
| SIV 1072.99 | 5.0 | 32.06 | 0.1001 | 0.2130 | 2.1288 | 0.218 | 0.8697 | 32.08 |
| SVI 933.38 | 5.3 | 32.06 | 0.0926 | 0.1970 | 2.1367 | 0.138 | 0.8570 | 34.55 |
| NV 1238.821 | 5.4 | 14.007 | 0.1123 | 0.2380 | 2.1294 | 0.212 | 0.8687 | 30.76 |
| NV 1242.806 | 5.4 | 14.007 | 0.1094 | 0.2328 | 2.1379 | 0.126 | 0.8550 | 30.34 |
| OIV 1401.16 | 5.4 | 15.999 | 0.1118 | 0.2379 | 2.1280 | 0.227 | 0.8711 | 26.95 |
| OV 1259.54 | 5.5 | 15.999 | 0.1118 | 0.2380 | 2.1294 | 0.212 | 0.8687 | 30.4 |
| OV 1218.393 | 5.5 | 15.999 | 0.1177 | 0.2504 | 2.1302 | 0.204 | 0.8675 | 32.86 |
| NeV 1145.6 | 5.6 | 20.18 | 0.0851 | 0.1817 | 2.1489 | 0.021 | 0.8381 | 25.89 |
| OVI 1031.924 | 5.6 | 15.999 | 0.1280 | 0.2720 | 2.1277 | 0.230 | 0.8716 | 42.16 |
| OVI 1037.614 | 5.6 | 15.999 | 0.1217 | 0.2595 | 2.1348 | 0.157 | 0.8600 | 40.36 |

4. *Обсуждение полученных результатов.* Предлагаемый в работе метод весьма прост в применении. Важное место в нем занимает определяемая из наблюдений величина $J_\lambda(\tau_0)/\Delta\lambda_{1/2}$, которая служит индикатором оптической толщины среды, излучающей в данной спектральной линии. Показательно, что измеренные значения указанной величины попадают в предсказываемый теорией узкий интервал. Это наводит на мысль об обоснованности принятия формулы (4) для интенсивности линии. Другой вывод заключается в том, что все выбранные линии являются оптически тонкими и это может рассматриваться как дополнительный аргумент в пользу предположения об отсутствии в них

процессов многократного рассеяния. После определения оптической толщины приближенные формулы (11), (12) позволяют найти $x_{1/2}^{(i)}$ и $W^{(i)}$ и вместе с ними - величины T и ξ_i .

Как и при применении классического метода, трудности возникают при определении кинетической температуры. Последние, как правило, оказываются достаточно высокими. Ввиду важности данного вопроса, остановимся на нем более подробно. Следует начать с того, что данная задача принадлежит к классу обратных, и, следовательно, некорректных задач, в которых большое значение имеет точность наблюдательных данных и устойчивость решения задачи относительно ошибок в указанных данных. В нашем случае недостаточно высокое спектральное разрешение ($\Delta\lambda \approx 0.044\Delta$) и относительная узость линий в EUV области спектра представляют собой основную трудность при определении наблюдаемых значений $J_\lambda(\tau_0)$ и $\Delta\lambda_{1/2}$. Ошибки, совершаемые при аппроксимации профиля линии гауссианом и при определении уровня непрерывного спектра, сравнительно мало влияют на конечный результат.

В поисках возможных причин несоответствия получаемых значений кинетической температуры с реальными значениями следует обратить внимание, по крайней мере, на два важных факта. Во-первых, необходимо учесть, что на профили спектральных линий оказывают влияние также и крупномасштабные движения в протуберанцах. Сказанное в первую очередь относится к линиям, образующимся в сравнительно холодных областях, то есть к линиям, которые характеризуются небольшими значениями T_m . Тот факт, что крупномасштабные движения оказывают существенное влияние на профили линий, отмечался в [4].

Второе замечание касается обычно принимаемого предположения о том, что линии, достигающие максимальной интенсивности при одинаковых значениях T_m , образуются примерно в одних и тех же областях протуберанца. Дело в том, что зависимости интенсивностей таких линий от кинетической температуры могут различаться и потому, вообще говоря, могут различаться и области, в которых они формируются.

В заключение отметим, что предложенный метод в принципе может быть усложнен с тем, чтобы учесть, например, тонкую волокнистую структуру излучающей среды. Это приведет, однако, к появлению дополнительных параметров, подлежащих определению, и к более жестким требованиям к качеству получаемых спектров.

Авторы признательны Ж.Абудараму за предоставление необходимого наблюдательного материала.

¹ Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения, e-mail: narthur@bao.sci.am

² Observatoire du Paris-Meudon, France, e-mail: zadig.mouradian@obspm.fr

ON THE PROBLEM OF DETERMINATION OF THE
MICROTURBULENT VELOCITIES IN PROMINENCESA.G.NIKOGHOSSIAN¹, Z.MOURADIAN²

The classical method for determining the velocity of the microturbulent motions in solar prominences is generalized to take into account a possible opacity of spectral lines. We introduce a new characteristic for a line which allows to determine, for a given mechanism of the line formation, the optical thickness of the radiating region. The method is applied to the lines in the *EUV* domain of the spectrum observed with the spectrograph SUMER in frameworks of the space program SoHO. Comparisons with observational data not only confirm the appropriateness of the line formation mechanism adopted but also enable one to conclude that the optical thicknesses in the treated lines are not high. The difficulties arising in determining the kinetic temperature, and then the microturbulent velocities, are discussed. The values of these velocities estimated by using the lines of different ions are of the order of 30-40 km/s.

Key words: solar prominences: spectral lines formation: microturbulent velocity

ЛИТЕРАТУРА

1. *E.Tandberg-Hanssen*, The Nature of Solar Prominences, Kluver, Dordrecht, 1995.
2. *А.Г.Никогосян*, *Астрофизика*, 45, 273, 2002.
3. *А.Г.Никогосян*, *Астрофизика*, 48, 303, 2005.
4. *А.Г.Никогосян*, *Астрофизика*, 50, 121, 2007.
5. *J.-C.Vial*, in: New Perspectives on Solar Prominences (Eds. D.Webb, D.Rust, B.Schmieder), IAU Coll. 67, ASP Conference Series, v.150, 1998.