

ВСПЫШКА 7 ИЮНЯ 2011 ГОДА И АНАЛИЗ ФРАГМЕНТОВ ЭРУПТИВНОГО ПРОТУБЕРАНЦА

© 2024 г. Ю. А. Купряков^{1,*}, К. В. Бычков¹, В. А. Малютин²,
А. Б. Горшков¹, О. М. Белова²

¹Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова,
Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга, Москва, Россия

²Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова,
Физический факультет, Москва, Россия

*E-mail: kupry@asu.cas.cz

Поступила в редакцию 21.01.2024 г.

После доработки 06.08.2024 г.

Принята в печать 15.08.2024 г.

Солнечные вспышки могут сопровождаться большими скоростями плазмы, превышающими несколько сотен км/с. Обнаружение и измерение таких скоростей ограничены узкополосными фильтрами и небольшим диапазоном длин волн в большинстве солнечных инструментов. Тем не менее, подобные события с доплеровскими скоростями, превышающие 200 км/с, были обнаружены на солнечных оптических спектрографах в Ondřejov Observatory. Мы представляем результаты анализа наших многоволновых наблюдений, выполненных в ходе солнечной вспышки 7 июня 2011 г., и расчет нескольких физических параметров фрагментов эруптивного протуберанца на фоне вспышки. Выполнены расчеты излучения нагретого газа с учетом самопоглощения в частотах спектральных линий водорода и кальция. В уравнениях баланса учитываются все основные процессы заполнения и опустошения уровней. Теоретические потоки излучения в линиях совпадают с наблюдаемыми в диапазоне температур 6300–10 000 К при концентрации газа около $(3–5) \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$, толщине слоя газа 6800–7000 км и столбцовой концентрации $(2–4) \times 10^{19} \text{ см}^{-2}$.

Ключевые слова: солнечная вспышка, эруптивный протуберанец, хромосфера, спектральные линии, модель однородных слоев газа

DOI: 10.31857/S0004629924110066 EDN: JKYUAC

1. ВВЕДЕНИЕ

Солнечное извержение после вспышки 7 июня 2011 г. показало интересную особенность. На снимках с SDO хорошо видно, что падающие фрагменты протуберанца видны в виде маленьких ярких пакетов материи. Эти яркие объекты соответствуют ударам о хромосферу. Их характеристики можно использовать в качестве шаблона для удара звездных аккреционных потоков [1]. Удары падающих фрагментов протуберанца произошли далеко от места извержения и вызвали интенсивные EUV излучения, наблюдаемые (AIA) на борту SDO, тем самым поддерживая сценарий, в котором избыток мягкого рентгеновского излучения, наблюдаемый в молодых звездах, обусловлен воздействием аккреционных потоков, но также и возможностью фрагментации потоков, которая ранее не учитывалась. Это событие также вызвало увеличения яркости, наблюдаемые в каналах UV 1600 Å и 1700 Å SDO/AIA. Ультрафиолетовое излучение мо-

лодых аккрецирующих звездных систем является спорным вопросом. Недавние работы собрали и проанализировали большой объем данных из систем Т Тельца [2].

Поведение интегральных потоков в спектральных линиях оптического, ультрафиолетового и инфракрасного диапазонов является надежным маркером для уточнения параметров тех слоев, где формируется это излучение. Так, формирование спектральных линий атома водорода и иона Ca II в условиях, характерных для солнечных протуберанцев, описано в работах [3, 4]. В работах моделируется излучение от системы плоскопараллельных слоев газа, входными параметрами для которых являются температура, газовое давление и микротурбулентная скорость. Однако если модель атома H I учитывает 20 дискретных уровней, то модель Ca II только 5 уровней. В нашей работе мы показываем, что малого числа учитываемых дискретных состояний может быть не-

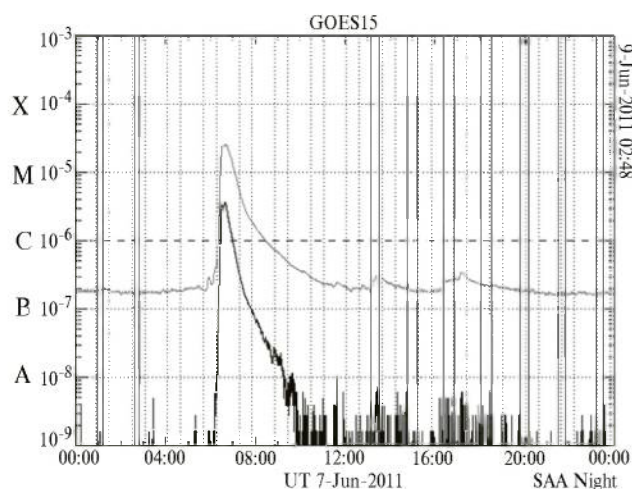


Рис. 1. Поток рентгеновского излучения GOES15 [Вт/м²]. Серая кривая соответствует диапазону 1–8 Å, черная кривая — диапазону 0.5–4 Å.

достаточно для правильного расчета состояния ионизации. Таким образом, задача определения физических параметров фрагментов эруптивного протуберанца является актуальной как для солнечной, так и для звездной астрофизики.

Исследуя данное событие, мы определили потоки в трех спектральных линиях и физические параметры плазмы падающих объектов.

2. НАБЛЮДЕНИЯ

Фрагменты протуберанца мы наблюдали 7 июня 2011 г. в активной области NOAA 11226 после солнечной вспышки M2.5. Начало вспышки приходится на 6:16 UT, импульсная фаза продолжается с 6:16 UT до примерно 6:45 UT, а фаза затухания длится более 2 часов (рис. 1). Помимо теплового излучения, на спутниках RHESSI и Fermi в импульсной фазе

наблюдалось также нетепловое излучение электронов с энергией 100–300 кэВ. Временная эволюция вспышки хорошо видна с помощью системы (AIA) на борту SDO. Мы исследовали эрупцию протуберанца и последующее падение фрагментов этого протуберанца в хромосферу одновременно на двух спектрографах обсерватории Ondřejov: MFS (Multichannel-Flare-Spectrograph) и HSFA-2 (Horizontal-Sonnen-Forschungs-Anlage 2). Описание инструментов приведено на странице сайта обсерватории. На рис. 2 показан монтаж наших наблюдений на спектрографе MFS (справа) и наблюдений SDO в линии 304 Å (кадр слева). На кадре видна сама вспышка и эруптивный протуберанец, активированный вспышкой (темные образования). Значения скоростей расширения облака, измеренные нами по спектрам, лежат в диапазоне 70–400 км/с. Наклон в спектре указывает на движения фрагментов протуберанца как к наблюдателю, так и от него. Используя спектрограф HSFA-2, нам удалось осуществить детальный анализ фрагментов этого протуберанца. Мы проводили наблюдения в линиях H Ca II, Hβ, D3, Hα и Ca IR 8542 Å. Из-за малой интенсивности излучения падающие фрагменты удалось обнаружить только в линиях H Ca II, Hβ и Hα (пример спектра показан на рис. 3). После обработки спектров были получены профили линий элементов протуберанца и спокойной хромосферы, а затем определены значения потоков излучения (см. рис. 4). В табл. 1 приведены значения наблюдаемых потоков (F^o), которые определены с точностью до второй значащей цифры после запятой.

Через r^o обозначим отношение наблюдаемых потоков линий бальмеровской серии, $r^o = F^o(H\alpha) / F^o(H\beta)$. Из приведенных в таблице чисел следует $r^o = 5.56$, это значение является типичным для полупрозрачного в линии Hα водорода, возбуждаемого электронным ударом.

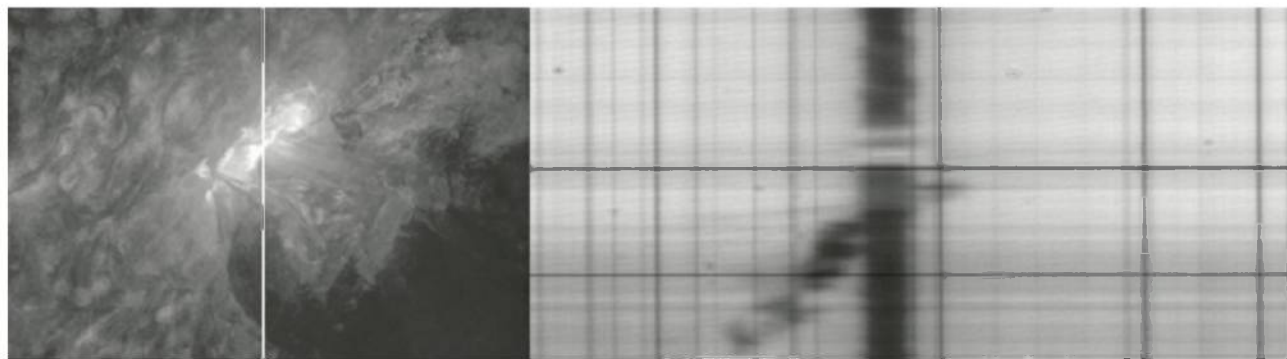


Рис. 2. Слева — SDO фильтрограмма в линии 304 Å. Белая вертикальная линия соответствует положению щели спектрографа. Справа — спектр Hα (MFS Ondřejov). Момент наблюдений: 06:40:32 UT.

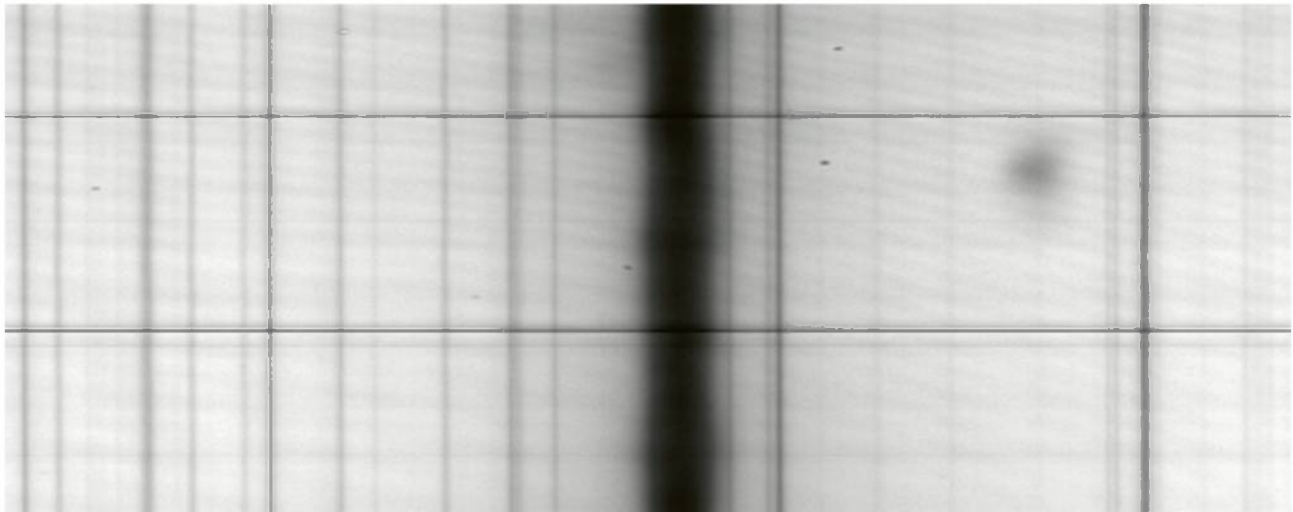


Рис. 3. Вид падающего фрагмента в линии $H\alpha$. Расстояние между горизонтальными реперными линиями соответствует 5×10^4 км.

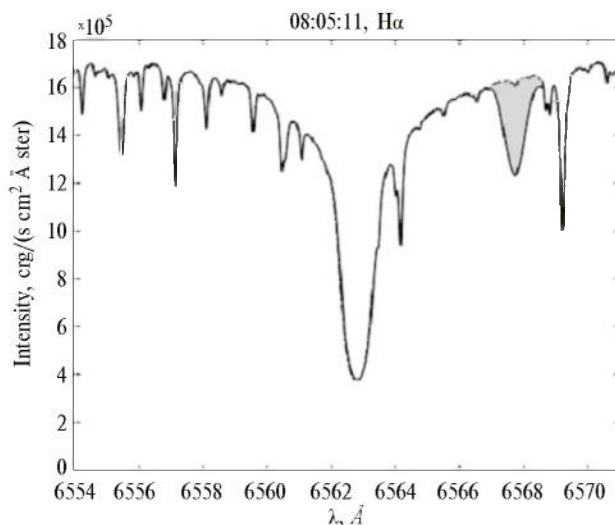


Рис. 4. Пример определения потока излучения в линии $H\alpha$. Заштрихованная часть соответствует потоку от «светящегося» фрагмента выброса.

3. РАСЧЕТ ИЗЛУЧЕНИЯ ГАЗА

Введем обозначения C для объемной плотности числа частиц (концентрации) газа, $\mathcal{N}$ — для столбцовой плотности числа частиц и T — для электронной температуры. В этом разделе мы изложим некоторые аспекты расчета излучения в спектральных линиях для следующих диапазонов физических величин:

$$\begin{aligned} 10^{10} \text{ см}^{-3} &\leq C \leq 10^{16} \text{ см}^{-3}, \\ 10^{18} \text{ см}^{-2} &\leq \mathcal{N} \leq 10^{22} \text{ см}^{-2}, \\ 4000 &\leq T \leq 8 \times 10^4. \end{aligned} \quad (1)$$

Таблица 1. Определенные для момента 08:05:11 UT значения потоков в единицах $[\text{эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}]$

$F^\circ(H\alpha)$	$F^\circ(H\beta)$	$F^\circ(HCaII)$
3.82×10^6	6.87×10^5	2.72×10^6

Кроме того, мы исходим из главного свойства хромосферного газа: он прозрачен в непрерывном спектре оптического диапазона, но может испытывать самопоглощение в частотах спектральных линий.

Мы рассмотрели простую модель ионизации и возбуждения протуберанца, а именно диссипацию Джоуля. Задавая теоретические параметры объекта, мы определяли степень ионизации и состояние возбуждения газа, после чего вычисляли излучение в спектральных линиях, добиваясь согласования теоретических потоков с наблюдаемыми. В расчетах включены основные элементарные процессы заселения и опустошения дискретных уровней под воздействием фотосферного излучения. Атомные данные и скорости процессов описаны ниже. Излучение фотосферы в оптическом диапазоне имитировалось чернотельным с температурой $T_{ph} = 5500$ К. Во время вспышки дополнительный вклад в ионизацию иона Ca II может давать излучение в эмиссионных линиях лаймановской серии водорода от Ly_β и выше. При вычислении скорости фотоионизации Ca II мы имитируем этот вклад с помощью параметра T_{Ca} , соответствующего температуре чернотельного излучения.

3.1. Уравнения баланса для населенностей уровней

В рамках однородной модели мы задавали электронную температуру T , концентрацию газа C , его толщину h и разброс скоростей Δv , который мы будем называть «турбулентной скоростью».

При заданных значениях температуры тепловых электронов и вероятности выхода фотонов P_{lu} получается линейная система уравнений для населенностей дискретных уровней v_k и степени ионизации x . В систему входят K уравнений для населенностей дискретных уровней, которые дополняются условием нормировки, всего $K + 1$ уравнений:

$$\begin{aligned} V_{11}v_1 + V_{12}v_2 + \dots + V_{1K}v_K + V_{1,K+1}x &= 0, \\ \dots & \dots \dots \dots \dots \\ V_{k1}v_1 + V_{k2}v_2 + \dots + V_{kK}v_K + V_{k,K+1}x &= 0, \\ \dots & \dots \dots \dots \dots \\ V_{K1}v_1 + V_{K2}v_2 + \dots + V_{KK}v_K + V_{K,K+1}x &= 0, \\ v_1 + v_2 + \dots + v_K + x &= 1. \end{aligned} \quad (2)$$

Элемент матрицы V_{kk} равен скорости ухода из k -го уровня. В нее дают вклад ионизация и дискретные переходы под действием тепловых электронов, фотоионизация, фотодеактивация (спонтанная и вынужденная) и фотовозбуждение чернотельным излучением:

$$\begin{aligned} -V_{kk} &= N_e \left(q_k + \sum_{i \neq k} q_{ki} \right) + \Phi_k + \\ &+ \sum_{l=1}^{k-1} W_{kl} P_{lk} \cdot (1 + n_{lk} P_{lk}) + \\ &+ \sum_{u=k+1}^K B_{ku} n_{ku} P_{ku}, \quad 1 \leq k \leq K. \end{aligned} \quad (3)$$

Введены следующие обозначения: N_e — электронная концентрация, q_k — коэффициент ударной ионизации, q_{ij} — коэффициент ударного перехода между дискретными уровнями, Φ_k — скорость фотоионизации, W_{kl} и B_{ku} — коэффициенты Эйнштейна для радиационных переходов (W_{kl} — спонтанные переходы, B_{ku} — поглощение), n_{lk} — факторы заполнения чернотельного излучения в частотах спектральных линий, P_{lk} — вероятности выхода фотонов.

Скорость заселения нижнего уровня l из верхнего u определяется деактивацией возбужденных состояний тепловыми электронами и чернотельным излучением:

$$V_{lu} = N_e q_{ul} + W_{ul} P_{lu} (1 + n_{lu} P_{lu}), \quad (4)$$

$$1 \leq l \leq K-1, \quad l < u \leq K.$$

Эти же процессы определяют переход в более возбужденное состояние:

$$V_{ul} = N_e q_{lu} + B_{lu} P_{lu} n_{lu}. \quad (5)$$

Последний столбец матрицы описывает рекомбинационное заселение:

$$V_{k,K+1} = r_k N_e + \gamma_k N_e^2, \quad 1 \leq k \leq K, \quad (6)$$

где γ_k и r_k — коэффициенты, соответственно, тройной и фоторекомбинации (спонтанной плюс вынужденной). Водород полагаем единственным донором электронов.

Вероятность выхода фотона как функция оптической глубины в центре линии τ_0 определялась прямым численным интегрированием [5, ф-ла (27.50)], формулу для которой приведем в виде

$$P(\tau_0) = A \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x) E_2[\alpha(x) \cdot \tau_0] dx, \quad (7)$$

где $\alpha(x)$ — профиль спектральной линии, x — отстройка частоты, A — соответствующая профилю нормировочная константа. Профили линий иона Са II описывались фойгтовским контуром, а для водорода применялась свертка доплеровского и хольцмарковского профилей.

Число учитываемых уровней K выбрано достаточным для правильной оценки состояния ионизации. При $N_e > 10^{10} \text{ см}^{-3}$ и $T > 6000 \text{ К}$ происходит заселение высоколежащих уровней электронным ударом, которые в результате дают существенный, до 80%, вклад в ударную ионизацию атома. Согласно критерию Инглиса-Теллера при электронной концентрации менее 10^{14} см^{-3} реализуются дискретные уровни с главным квантовым числом более 30. Но установление баланса ударной ионизации и тройной рекомбинации приводит к термализации уровней при меньших K . Добавление термализованных уровней не влияет ни на излучение в линиях, ни на состояние ионизации. Прямые расчеты показали, что можно ограничиться значениями $K = 16 - 18$. Более подробно уравнения детального баланса, описывающие заселение дискретных энергетических уровней, приведены в работе [6].

Населенности дискретных уровней v_k и вероятности выхода P_{ij} , получаемые в результате решения

уравнений (2), позволяют вычислить поток излучения в линии, соответствующей переходу $u \rightarrow l$:

$$F_{ul}^t = \mathcal{N} \cdot A_{\text{elem}} \cdot W_{ul} \cdot P_{lu} \cdot E_{lu} \cdot (1 + n_{lu} P_{lu}) \cdot v_u. \quad (8)$$

Здесь E_{lu} — энергия перехода, A_{elem} — содержание химического элемента по числу частиц, индекс "elem" у всех остальных величин в правой части подразумевается.

3.2. Атомные данные

Составление этих уравнений требует знания набора атомных данных водорода и иона кальция. Модель атома водорода включает 18 дискретных уровней и основное состояние H II. Данные для сил осциллятора, скоростей ударного возбуждения и ионизации водорода взяты из работы [7], обратные процессы вычислены через условие детального баланса. Для сечений фотоионизации использовалось приближение Крамерса. Профили линий водорода описываются сверткой контуров Доплера и Хольцмарка, штарковские ширины взяты из монографии [8].

Модель иона Ca II включает 22 дискретных уровня, а также основное состояние иона Ca III. Уровни с главным квантовым числом $n \leq 6$ назовем индивидуальными; у состояний $3d$ и $4p$ учитывается тонкая структура: $3d^2 D_{3/2,5/2}$ и $4p^2 P_{1/2,3/2}$; уровни $7 \leq n \leq 10$ полагаем водородоподобными. Энергии дискретных уровней взяты из NIST [9], силы осциллятора в поглощении — из NIST [9], TOPBASE [10] и работы [11] для переходов между индивидуальными и водородоподобными уровнями, а силы осциллятора переходов между водородоподобными — из [7]. Сечения фотоионизации с индивидуальных уровней взяты из TOPBASE [10], а у водородоподобных ис-

пользовалось приближение Крамерса. Штарковские ширины линий взяты из монографии [8]. Для скоростей ударного возбуждения использованы эффективные силы удара из статьи [12]; для отсутствующих разрешенных переходов применялась формула Режемортера [13], для отсутствующих запрещенных переходов полагалась сила, равная единице; скорости возбуждения между водородоподобными уровнями рассчитывались по формуле Режемортера. Скорости ударной ионизации рассчитаны по сечениям в водородном приближении, представленным в работе [14].

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Используя метод расчета, изложенный в предыдущем разделе, мы попытались в рамках простой модели однородного слоя восстановить параметры газа по его излучению в трех спектральных линиях: H α , H β и H Ca II. Параметры подбирались таким образом, чтобы теоретические потоки отличались от наблюдаемых не более, чем на 0.3%. Такой точности удалось добиться в диапазоне электронной температуры от 6300 K до 10 000 K. В табл. 2 собраны теоретические параметры газа для этого диапазона. Ее столбцы имеют следующий смысл: C_{10} — концентрация газа в единицах 10^{10} см^{-3} , h_t — толщина слоя в тысячах километров, Δv — турбулентная скорость в км/с, τ_{Ca} — оптическая глубина в линии H Ca II, R_{Ca} — отношение теоретических потоков в резонансной H и инфракрасной линии кальция Ca IR λ 8542 Å: $R_{\text{Ca}} = F^t(\text{H Ca II}) / F^t(\text{Ca IR } \lambda 8542 \text{ Å})$; $\mathcal{N}_{19}$ — столбцовая концентрация в единицах 10^{19} см^{-2} . Оптические глубины в линиях водорода H α и H β равны, соответственно, 0.6 и 8×10^{-2} , они практически не

Таблица 2. Параметры газа, при которых теоретические потоки в линиях H α , H β и H Ca II совпадают с наблюдаемыми

T	C_{10}	h_t	Δv	T_{Ca}	τ_{Ca}	R_{Ca}	$\mathcal{N}_{19}$
6300	5.30	7.0	30.9	6010	1.4	3.4	3.71
6700	5.08	6.8	30.8	6280	0.70	5.9	3.45
7000	4.61	6.8	30.6	6262	0.64	6.2	3.13
8000	3.23	6.8	30.4	6150	0.53	6.7	2.20
9000	2.83	6.8	30.1	6130	0.46	7.1	1.92
10000	2.80	6.8	29.8	6167	0.39	7.4	1.90

Примечание. Приведены: T [K] — температура газа, $C_{10} [10^{10} \text{ см}^{-3}]$ — концентрация, $h_t [10^3 \text{ км}]$ — толщина слоя, Δv [км/с] — турбулентная скорость, T_{Ca} [K] — температура черного тела, имитирующая вклад лаймановской серии в фотоионизацию Ca II, τ_{Ca} — оптическая глубина в линии H Ca II, $R_{\text{Ca}} = F^t(\text{H Ca II}) / F^t(\text{Ca IR } \lambda 8542 \text{ Å})$, $\mathcal{N}_{19} [10^{19} \text{ см}^{-2}]$ — столбцовая концентрация.

меняются от строки к строке. Достаточно большие значения $R_{Ca} > 3$ не противоречат наблюдениям, в которых не удалось зафиксировать инфракрасную линию Ca IR λ 8542 Å. Вне указанного диапазона добиться согласия теоретических потоков с наблюдаемыми для трех линий одновременно не удастся. В области низких температур, $T < 6300$ K, при совпадении теоретических и наблюдаемых потоков в линиях водорода теоретический поток в линии кальция оказывается меньше наблюдаемого, причем расхождение растет с уменьшением температуры. Главной причиной расхождения является уменьшение скорости возбуждения верхнего уровня резонансного перехода. Расхождения теории с наблюдениями при высоких температурах объясняется уменьшением оптической глубины в линии H α за счет ионизации водорода. Если температура увеличивается выше 10^4 K, то теоретическое отношение потоков в линиях H α и H β начинает расти, стремясь к своему значению для прозрачного газа.

5. ДИСКУССИЯ

В работах [15, 16, 17] выполнены оценки плотности газа по наблюдениям в ультрафиолетовом диапазоне. В работе [15] по наблюдениям в фильтре 171 Å в предположении, что основным процессом поглощения является фотоионизация (“we assume that the dominant process that removes photons from the line of sight is photoionization”) получена оценка столбцовой плотности водорода, $N_H \geq 10^{18} - 10^{19} \text{ см}^{-2}$, и объемной плотности водорода, $C_H \geq 10^{10} \text{ см}^{-3}$. В работе [16] исследовалось излучение на длинах волн 94, 131, 171, 193 и 211 Å с результатом $N_H \approx 2 \times 10^{19} \text{ см}^{-2}$. В статье [17] по наблюдениям в каналах 1700, 1600, 131, 171, 193, 211 Å получены оценки для N_H в диапазоне $(1.5 - 7.7) \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$. Эти оценки близки к нашим данным в табл. 2, для подробного сравнения желательно более точно определить состояния ионизации гелия и других химических элементов, влияющих на потоки в наблюдаемых диапазонах спектра.

Разброс скоростей Δv в табл. 2, необходимый для совмещения теоретических и наблюдаемых потоков излучения, значительно превышает скорость звука в излучающей среде. В таком случае внутренние движения немагнитного газа приводят к возникновению ударных волн и нагреву до температур порядка десятков тысяч кельвинов. В таком диапазоне температур невозможно согласовать теоретические и наблюдаемые потоки в линиях водорода и кальция. Однако, магнитное поле с напряженностью

$H \lesssim 30$ Гс в газе с концентрацией $C = 5 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$ демпфирует диссипацию и ударная волна не образуется. Возможно, такое магнитное поле присутствует в рассматриваемом объеме газа.

6. ВЫВОДЫ

В модели однородного газа мы можем совместить теоретические потоки в трех спектральных линиях с наблюдаемыми в следующих диапазонах температуры и концентрации газа:

$$\begin{aligned} 6300 \text{ K} &\leq T \leq 10^4 \text{ K}, \\ 2.8 \times 10^{10} \text{ см}^{-3} &< C < 5.3 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}, \\ 1.9 \times 10^{19} \text{ см}^{-2} &< N < 3.7 \times 10^{19} \text{ см}^{-2}, \\ 6800 \text{ км} &\leq h \leq 7000 \text{ км}. \end{aligned} \quad (9)$$

Сравнение наших результатов с данными работ [16, 17] показывает, что в линиях водорода и кальция мы наблюдаем излучение более холодных и плотных слоев газа, чем в частотах ультрафиолетового диапазона.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят коллективы Solar Dynamic Observatory (SDO), GOES и Ondřejov Observatory за предоставленную возможность проведения наблюдений и использования данных.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. F. Reale, S. Orlando, P. Testa, E. Landi, and C. J. Schrijver, *Astrophys. J. Letters* 797(1), id. L5 (2014).
2. D. R. Ardila, G. J. Herczeg, S. G. Gregory, L. Ingleby, et al., *Astrophys. J. Suppl.* 207(1), id. 1 (2013).
3. P. Gouttebroze, P. Heinzel, and J. C. Vial, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* 99, 513 (1993).
4. P. Gouttebroze, J. C. Vial, and P. Heinzel, *Solar Phys.* 172(1–2), 125 (1997).
5. В. В. Соболев, Курс теоретической астрофизики. 3-е изд-е (М.: Наука, 1985).
6. О. М. Белова, К. В. Бычков, *Астрофизика* 61(2), 255 (2018).
7. L. C. Johnson, *Astron. J.* 174, 227 (1972).
8. Г. Грим, Уширение спектральных линий в плазме (М.: Мир, 1978).
9. Y. Ralchenko, A. Kramida, J. Reader, and NIST ASD Team, 2014; Atomic Spectra Database (version 5.0), <http://physics.nist.gov/asd>.
10. W. Cunto and C. Mendoza, *Revista Mexicana Astron. Astrof.* 23, 107 (1992).

11. *L. C. Green, P. P. Rush, and C. D. Chandler*, *Astrophys. J. Suppl.* 3, 37 (1957).
12. *M. Meléndez, M. A. Bautista, and N. R. Badnell*, *Astron. and Astrophys.* 469(3), 1203 (2007).
13. *H. van Regemorter*, 136, 906 (1962).
14. *A. N. Cox (ed.)*, *Allen's astrophysical quantities* (New York: Springer, 2000).
15. *D. R. Williams, D. Baker, and L. van Driel-Gesztelyi*, *Astrophys. J.* 764(2), id. 165 (2013).
16. *J. Carlyle, D. R. Williams, L. van Driel-Gesztelyi, D. Innes, A. Hillier, and S. Matthews*, *Astrophys. J.* 782(2), id. 87 (2014).
17. *D. E. Innes, P. Heinrich, B. Inhester, and L.-J. Guo*, *Astron. and Astrophys.* 592, id. A17 (2016).

FLARE JUNE 7, 2011, AND ANALYSIS OF ERUPTIVE PROMINENCE FRAGMENTS

**Yu. A. Kupryakov^{1,*}, K. V. Bychkov¹, V. A. Maliutin²,
A. B. Gorshkov¹, O. M. Belova²**

¹*Lomonosov Moscow State University, Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia*

²*Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Moscow, Russia*

*E-mail: kupry@asu.cas.cz

Solar flares can be accompanied by high plasma velocities exceeding several hundred km/s. Detection and measurement of such velocities is limited by narrow-band and small wavelength range in most solar instruments. However, similar events with Doppler velocities exceeding two hundred km/s have been detected by the solar optical spectrographs at the Ondřejov Observatory. We present the results of the analysis of our multi-wavelength observations performed during the solar flare of June 7, 2011 and the calculation of several physical parameters of the eruptive prominence fragments following the flare. The calculation of the radiation of heated gas are performed taking into account self-absorption in the spectral lines of hydrogen and calcium. All the crucial processes of discrete level populating and depopulating are taken into account in the balance equations. The theoretical radiation fluxes in the lines coincide with those observed in the temperature range of 6300–10000 K at a gas concentration of about $(3-5) \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, a gas layer thickness of 6800–7000 km and a column density of $(2-4) \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$.

Keywords: solar flare, chromosphere, spectral lines, homogeneous layer gas model