

Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 121, № 3, 13–21 (2025)

УДК 523.9

Анализ поля скоростей и излучения в линиях кальция, водорода и магния для эруптивного события на солнечном лимбе

*Ю.А. Купряков^{1,2}, К.В. Бычков¹, В.А. Малютин¹, А.Б. Горшков¹, О.М. Белова¹, М. Bárta²*¹ Астрономический институт им. П.К. Штернберга, МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия
*kupry@asu.cas.cz*² Astronomical Institute, Academy of Sciences of the Czech Republic, Ondřejov, Czech Republic

Поступила в редакцию 17 июля 2025 г.

Аннотация. Один из самых популярных сценариев солнечного выброса и начала вспышки основан на МГД-неустойчивости магнитного жгута. Несмотря на хорошо разработанные теоретические МГД-модели, подкрепленные подгонкой под наблюдения, прогресс в решении этой задачи тормозится отсутствием наблюдений за вихревым движением в хромосфере. Авторы предлагают анализ эруптивного события на солнечном лимбе 2015-04-21, которое мы наблюдали на двух спектрографах (MFS и HSFA-2) обсерватории Ondřejov Астрономического института Чешской Академии наук. Были сопоставлены структуры, наблюдаемые в линии H α , с деталями на фильтрограммах и прослежена эволюция скоростей доплеровских компонентов. За извержением сильно искривленного протуберанца последовало появление источника мягкого рентгеновского излучения. Время и наблюдаемые характеристики извержения сравнивались с предсказаниями модели, основанной на скручивании жгута и неустойчивости перегиба. В работе приведены результаты наблюдений трех моментов времени и теоретический расчет параметров плазмы в шести спектральных линиях кальция, водорода, полученных на HSFA-2, и линиях магния, наблюдавшихся на MFS. Приведены наблюдаемые и теоретические значения потоков излучения в спектральных линиях.

Ключевые слова: хромосферная вспышка, жгут магнитных силовых линий, поток излучения, однородный слой нагретого газа

1 Введение

Солнечная хромосфера – сложная область между фотосферой и короной – остается объектом исследования, вызывающим наибольший интерес во время вспышек, поскольку в ней происходит основное энерговыделение, значительная часть которого приходится на высвечивание в видимом и ультрафиолетовом участке спектра. Обычно в рентгеновских лучах, ближнем и крайнем ультрафиолетовом диапазонах излучение вспышки оптически тонкое, что позволяет проводить диагностику плазмы (Thomas et al., 1985). В результате можно говорить о столбцовой плотности газа, однако остается неразрешенной пространственная структура излучающего источника: его линейный размер вдоль луча зрения и объемная плотность. В случае оптически толстого источника регистрируемое излучение в линиях несет в себе информацию о пространственной структуре газа, а также о месте формирования излучения. Это касается большинства линий в оптическом и ближнем УФ-диапазонах спектра. Коэффициент экстинкции меняется по всей линии, будучи выше в ядре линии по сравнению с крыльями, так что результат меняется при настройке фильтра от ядра линии к крыльям. Интенсивность на данной длине волны λ зависит от функции источника S_λ вокруг слоя, где оптическая толщина приблизительно равна единице. Поэтому одна спектральная линия с самопоглощением несет информацию о диапазоне высот в атмосфере, ответственном за ее формирование. Диагностика газа по его излучению с учетом самопоглощения применительно к солнечным вспышкам разрабатывалась в Барановский (1986) и в других статьях этого автора. Оптически толстое излучение вспышки

в оптическом и УФ-диапазонах исходит в основном из хромосферы, где профиль плотности, температуры, скорости и степени ионизации как функции высоты столба над фотосферой меняется очень быстро. Спектры вспышек получаются из плазмы с электронными температурами T_e в диапазоне от тысяч градусов (линии, наблюдаемые в ближнем ИК- и УФ-диапазонах от нейтральных атомов и молекул в глубокой хромосфере) до десятков миллионов градусов (линии, наблюдаемые в EUV- и рентгеновском диапазонах от сильно ионизованных тяжелых атомов, таких как железо, кальций и сера, а также тормозное излучение). Высокотемпературная корона излучает в EUV-, рентгеновском и микроволновом диапазонах, а более холодная хромосфера и фотосфера излучают по всему спектру, но с преобладающими потерями на излучение в оптическом и УФ-диапазонах. Были построены полуэмпирические 1D-модели хромосфер путем интерактивной корректировки хода температуры, плотности, состояния ионизации и населенности уровней важных элементов для получения наилучшего соответствия нескольким спектральным линиям (например, [Machado et al., 1980](#); [Vernazza et al., 1981](#)).

В последние десятилетия разработаны и используются пакеты, моделирующие излучение хромосферы в ходе вспышки. Так, пакет RADYN ([Allred et al., 2005](#); [Carlsson et al., 2023](#)), который основан на коде MULTI ([Carlsson, 1986](#)), воспроизводит одномерную полуэмпирическую модель атмосферы и в качестве выходного результата выдает спектр формирующегося излучения. В этом пакете основным энергетическим источником вспышки считается поток нетепловых электронов, поступающих из короны. В [Carlsson et al. \(2023\)](#) говорится о созданной базе данных F-CHROMA RADYN, охватывающей множество реализаций развития модельных вспышек (сетку моделей) при разных условиях нагрева атмосферного газа. Отметим, что в данном пакете используется пятиуровневая модель как атома водорода, так и иона CaII. Другой пакет программ – RH ([Uitenbroek, 2001](#)) – посвящен исключительно переносу излучения, он создан для симуляции синтетических линий атома водорода, ионов CaII и MgII. Заметим, что модель атома водорода в этом коде может включать до 20 дискретных уровней. В пакетах RADYN ([Allred et al., 2005](#)) и RH ([Uitenbroek, 2001](#)) в качестве коэффициента поглощения учитывался профиль Фойгта, в котором параметр затухания включает как лоренцево затухание, так и эффекты давления, вызванные электрическим полем со стороны электронов. В недавней работе [Kuridze et al. \(2020\)](#) (также см. ссылки к этой работе) авторы говорят о более детальном учете влияния линейного эффекта Штарка на уширение спектральных линий. Также упомянутая работа посвящена наблюдению лимбовой вспышки 10 сентября 2017 г., которая позволила ответить на вопрос о высотах формирования излучения в линиях H β и CaII 8542 Å. В результате моделирования получено увеличение температуры до ~5000–30000 К на высотах от 300 до 1100 км. Утверждается, что крылья линии H β формируются на высотах более 300 км, то есть гораздо выше, чем в предвспышечной фазе.

В работе [Gouttebroze et al. \(1993\)](#), посвященной моделированию излучения протуберанцев, авторы исследуют, до какого главного квантового числа n_{\max} достаточно учесть дискретные уровни атома водорода, чтобы получить надежные потоки и интенсивности в линиях. Меняя n_{\max} от 5 до 30, авторы убедились, что отклонение множителей Мензела от единицы мало, около двух процентов, для двадцати уровней. Отмечается, что отличие интенсивностей в моделях с двадцатью и тридцатью дискретными уровнями составляет менее процента. Мы проводили аналогичные исследования ([Белова, Бычков, 2017](#)). Верхняя граница n_{\max} получается из условия достижения детального баланса ударной ионизации с тройной рекомбинацией, в реальных условиях хромосферы она лежит в диапазоне $n_{\max} \leq 18$. В другой работе ([Gouttebroze et al., 1997](#)) рассчитываются профили и потоки резонансных линий и инфракрасного триплета иона CaII. Модель кальция учитывает три состояния ионизации: атом кальция, пятиуровневый ион CaII, CaIII. Авторы выясняют возможную связь между интенсивностями в линиях и физическими условиями слоев газа. В результате ионизации кальция интенсивность уменьшается с увеличением температуры в линиях CaII быстрее, чем в линиях водорода. Таким образом, отношение интенсивностей CaII и H I может служить диагностикой температуры.

[Metcalf et al. \(1990\)](#) показали, что температурная и плотностная структура глубокой хромосферы может быть получена с использованием двух линий MgI. Идеальными спектральными линиями для наблюдения являются линии MgI 4571 Å и 5173 Å. [Altrock, Canfield \(1974\)](#) показали, что функцию источника 4571 Å можно считать находящейся в локальном термодинамическом равновесии (ЛТР), а функцию источника 5173 Å нельзя.

Мы наблюдали излучение от лимбового события 21 апреля 2015 года в точке с координатами $X = 900$, $Y = 321$. Было зарегистрировано излучение в линиях трех химических элементов, определены потоки в спектральных линиях, а также проведен анализ поля скоростей. По этим данным удалось определить параметры излучающего газа, а также провести моделирование МГД-неустойчивости изгиба магнитного жгута, который мы сопоставляем наблюдаемому событию.

2 Наблюдения и обработка

2.1 Восстановление структуры магнитного поля по жесткому излучению

Мы сопоставили структуры, наблюдаемые в спектрах $H\alpha$, с деталями на фильтрограммах $H\alpha$ и изображениях EUV, полученных SDO/AIA ([Lemen et al., 2012](#)), и проанализировали эволюцию доплеровских скоростей. Их значения для синей и красной компонент достигают более 100 км/с (рис. 1).

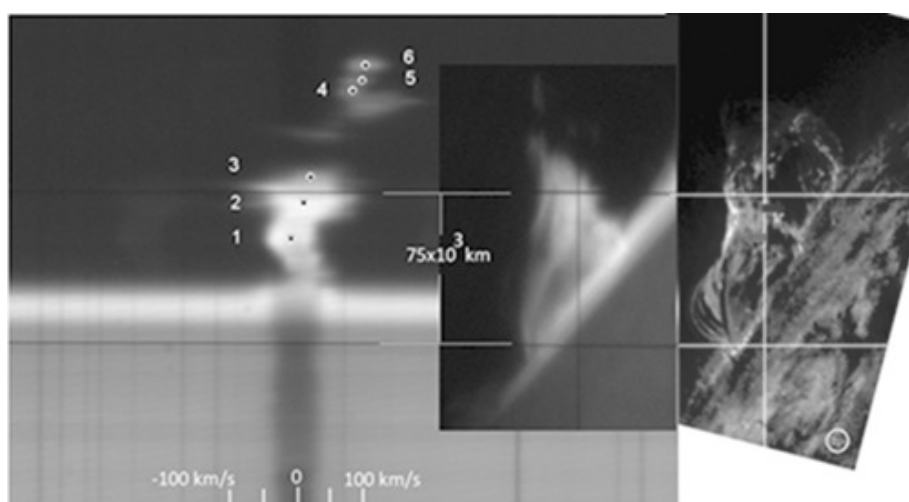


Рис. 1. Спектр и изображение на щели спектрографа в линии $H\alpha$ (MFS), SDO-изображение 304 Å HeII в момент 13:14:32 UT (слева направо). Горизонтальные линии для определения масштаба, вертикальная линия показывает положение щели спектрографа. Цифрами отмечены фотометрические разрезы, где определялось значение лучевых скоростей. Внизу спектра приведена шкала скоростей

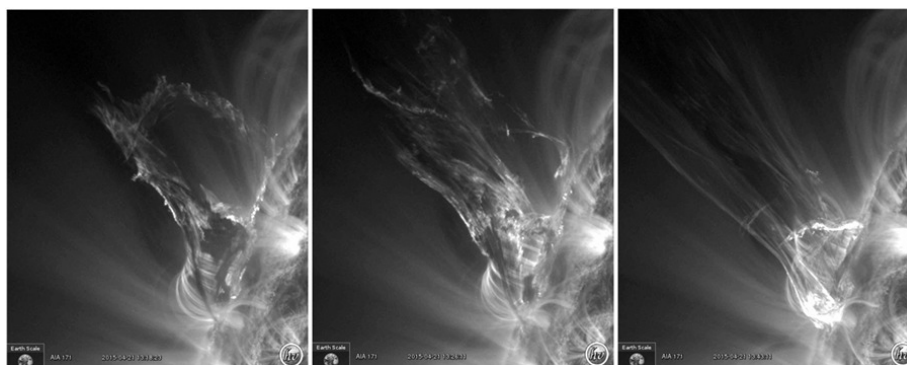


Рис. 2. Снимки SDO 171 Å, полученные в 13:18:23, 13:26:11, 13:43:11 UT

Хотелось бы отметить, что наиболее заметные источники SXR связаны с раскручиванием жгута магнитных силовых линий, который хорошо заметен в изображении на щели спектрографа (рис. 1). Анализ рентгеновских данных, полученных RHESSI ([Lin et al., 2002](#)), выявил существование над-лимбовых источников мягкого рентгеновского излучения (SXR) с энергиями до 12 кэВ, связанных

с изучаемым эруптивным процессом. Согласно рентгеновским данным RHESSI, начало появления этих источников соответствует 13:18 UT. Мы оценили их электронную температуру, значение которой для источников SXR, полученное с изотермическим предположением, составляет 7–7.3 МК. На рис. 2 яркий жгут в линии 171 Å стал хорошо виден в 13:18:40. В начале раскручивания жгута плазма была холодная и мы его не видели. Последующее выделение энергии привело к вспышечному процессу, на SDO отмечены две вспышки в 13:21:31. Нами было проведено МГД-моделирование раскручивания жгута. На рис. 3 виден подъем и разделение жгута на два компонента в процессе раскручивания, а затем сильный нагрев плазмы в центральной области (Kotrc et al., 2013).

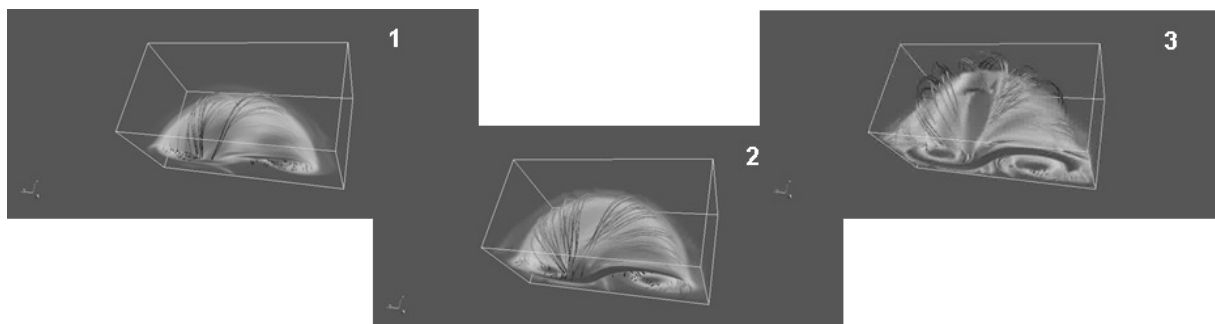


Рис. 3. Пример моделирования МГД-неустойчивости изгиба магнитного жгута (M. Bařta)

2.2 Связь жесткого излучения с линиями MgI

Спектроскопические наблюдения нескольких протуберанцев в линиях MgI проводились нами с 2014 по 2017 гг. Вне зависимости от того, выделяется ли энергия от раскручивающегося жгута (как в данной работе) или другого источника, эти линии видимой части солнечного спектра играют важную диагностическую роль, дополняя резонансные линии УФ-излучения MgII, регулярно наблюдаемые спутником IRIS. Мы обнаружили, что довольно слабая эмиссия MgI, например в линии 5172.6 Å, хорошо коррелирует с наличием обширных ярких областей на солнечном диске, наблюдаемых в полосе 1600 Å SDO/AIA. Однако во многих случаях излучение в линии 5172.6 Å очень слабое, даже не обнаружимое, хотя либо яркий протуберанец над лимбом, либо вспышка на солнечном диске наблюдались. Чтобы объяснить это явление, мы рассчитали спектры оптически тонкой плазмы с помощью программы Cloudy (Ferland et al., 2017) и обнаружили, что наблюдаемое соотношение оптических линий и УФ-континуума возможно, а наличие процессов подогрева стимулирует люминесценцию в линиях MgI и 1600 Å. Подробно методика расчетов приведена в Kupyakov et al. (2020). Из наших наблюдений и моделирования следует, что свечение в линиях MgI наблюдалось во время вспышечных процессов в нижней области протуберанцев с потоком излучения в диапазоне 44–630 эрг/(сек см²).

2.3 Оптическое излучение

Данное событие на восточном лимбе солнечного диска мы регистрировали многокамерным солнечным спектрографом (MFS) и горизонтальной солнечной установкой (HSFA-2) обсерватории Ondřejov с 13:05 до 13:58 UT. Было зафиксировано и обработано излучение в линиях H CaII, Hε, Hβ, Hα, CaII 8542 Å, полученных на спектрографе HSFA-2 (рис. 4). После учета темнового тока и плоского поля построены профили спектральных линий и затем определены потоки в спектральных линиях в эрг/(сек см²) (рис. 6). Следует отметить, что спектральные линии данного выброса нами уже были описаны в Kupyakov и др. (2024b). В текущей работе нам удалось отделить излучение в линии Hε от резонансной линии H CaII. Далее мы обратились к наблюдениям, полученным на MFS-спектрографе, где этот же объект наблюдался в линиях Mg 5173 Å, Mg 5183 Å, CaII 8498 Å и Hα. Пример линий спектра MgI приведен на рис. 5. Для этих линий также были получены значения наблюдаемых потоков излучения (таблица 1).

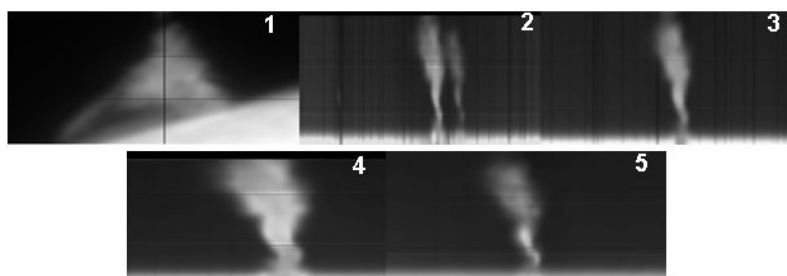


Рис. 4. Изображение на щели спектрографа SJ (1) и спектры H CaII, Hε (2), Hβ (3), Hα (4), CaII 8542 Å(5), полученные на HSFA в 13:16:24 UT

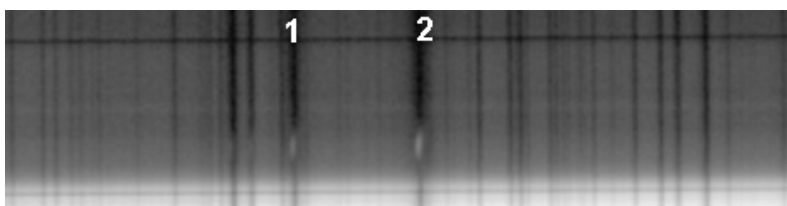


Рис. 5. Спектр в линии MgI 5173 Å (1) и 5183 Å (2), полученный на MFS в 13:02:16 UT

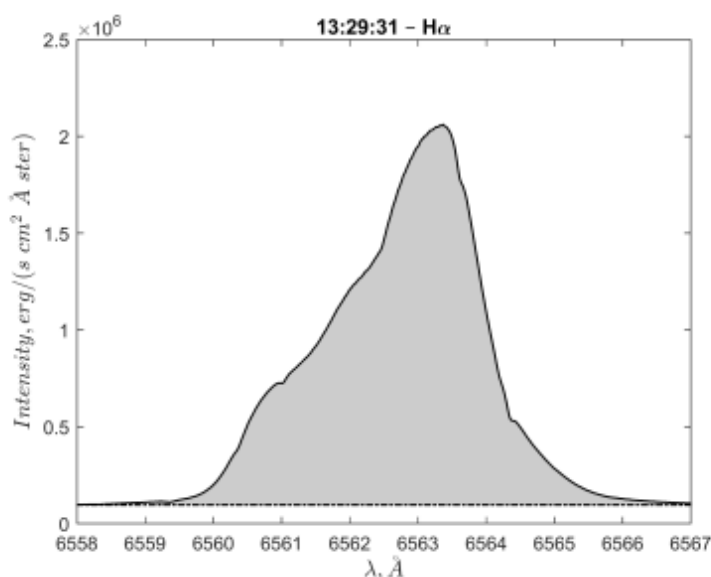


Рис. 6. Пример измеренной интенсивности в линии Hα [эрг/(сек см² Å срад)]. Поток в линии [эрг/(сек см²)] – заштрихованная область

3 Теоретический расчет параметров плазмы

Для расчета излучения в четырех моментах времени, указанных в таблице 1, решалась система уравнений баланса для атома водорода, магния и иона CaII. Для всех трех атомных систем учитывались основные элементарные процессы заселения уровней: связанно-связанные, связанно-свободные и свободно-связанные ударные и радиационные переходы в поле фотосферного излучения (считается чернотельным с $T = 5500$ K). Модель HI включает 18 дискретных уровней, иона CaII – 22 уровня (вплоть до главного квантового числа 10), у атома магния – 17 уровней (до 5p ¹P). Атомные данные для водорода взяты из [Johnson \(1972\)](#). Силы осцилляторов для металлов взяты из базы NIST ([Ralchenko et al., 2014](#)), сечения фотоионизации – из базы TOPBASE ([Cunto, Mendoza, 1992](#)). Эф-

Таблица 1. Измеренные значения потоков для четырех моментов времени, эрг/(сек см²). Погрешность < 5%. Потоки для момента 13:02:16 получены на спектрографе MFS, остальные моменты – на спектрографе HSFA2

Время	13:02:16	13:16:03	13:16:24	13:16:35
H α	$5.12 \cdot 10^6$	$3.92 \cdot 10^7$	$5.24 \cdot 10^7$	$3.67 \cdot 10^7$
H β		$1.67 \cdot 10^7$	$2.75 \cdot 10^7$	$1.40 \cdot 10^7$
H ϵ		$3.58 \cdot 10^7$	$5.21 \cdot 10^6$	$3.62 \cdot 10^6$
CaII H		$1.49 \cdot 10^7$	$2.07 \cdot 10^7$	$1.17 \cdot 10^7$
IR CaII	$1.01 \cdot 10^6$	$9.04 \cdot 10^6$	$1.24 \cdot 10^7$	$2.08 \cdot 10^6$
Mg 5173	$5.62 \cdot 10^4$			
Mg 5183	$1.07 \cdot 10^5$			

фективные силы ударов со стороны электронов взяты из [Melendez et al. \(2007\)](#) для CaII, а из [Merle et al. \(2015\)](#) – для магния. Сечения ударной ионизации для металлов взяты из [Cox \(2000\)](#).

Для учета рассеяния в линиях применялось приближение вероятности выхода кванта в частотах линий. Профиль коэффициента поглощения в линиях водорода рассчитывался как свертка контуров Доплера и Хольцмарка, а в линиях кальция – как профиль Фойгта.

Подробно методика расчета излучения в линиях описана в работах [Белова, Бычков \(2018\)](#), [Купряков и др. \(2024a\)](#). Отличие нашей реализации расчетов частичного термодинамического равновесия от других программ, написанных на эту тему (см. статью [Schwartz et al., 2019](#) и ссылки в ней), заключается в достаточном числе учитываемых дискретных состояний (около пяти в цитируемых источниках), которые требуются для грамотного вычисления состояния ионизации газа.

Формирование излучения рассматривалось в приближении совокупности однородных слоев газа, расположенных друг за другом по лучу зрения (см. [Барановский, 1986](#)). Каждый слой характеризуется концентрацией N (см⁻³), толщиной H (км), температурой газа T (К) и турбулентной скоростью v_{turb} (км/с). Аппроксимация параметров газовых слоев и их числа проводится для достижения наилучшего соответствия между теоретическими и наблюдаемыми потоками излучения всех зарегистрированных линий на данный момент времени. Как показывают наши расчеты, для рассматриваемой вспышки вполне достаточно учета нагрева джоулевым теплом.

4 Результаты

Для объяснения совокупности из пяти потоков в линиях потребовалось применить двухслойную модель газа (см. таблицу 2). В моменты после 13:16:03–13:16:35 дальний прохладный слой (с индексом 1) обеспечивает необходимое излучение в линиях кальция, линии H ϵ и существенную часть потока H β . Ближний слой (с индексом 2) обеспечивает яркое свечение в линии H α , создавая достаточно крутой бальмеровский декремент: $H\alpha/H\beta \sim 2$, $H\epsilon/H\beta \sim 0.2$.

Таблица 2. Расчетные параметры излучающего газа для каждого момента наблюдений, где N в см⁻³, H в км, T в К, v_{turb} в км/с

Параметр	13:02:16	13:16:03	13:16:24	13:16:35
N_1	$2.00 \cdot 10^{13}$	$3.30 \cdot 10^{11}$	$3.30 \cdot 10^{12}$	$1.22 \cdot 10^{12}$
H_1	100	10000	500	1000
T_1	5000	12000	8250	10000
$v_{1\text{turb}}$	10	90	155	110
N_2	$1.80 \cdot 10^{12}$	$6.70 \cdot 10^{12}$	$5.20 \cdot 10^{12}$	$1.25 \cdot 10^{13}$
H_2	500	200	500	100
T_2	8000	95000	100000	100000
$v_{2\text{turb}}$	40	100	70	80

В момент 13:02:16 излучение в линии водорода $H\alpha$ и кальция ($\lambda = 8498 \text{ \AA}$) создается двумя слоями, а излучение в линиях магния – дальним прохладным слоем с температурой 5000 К. Вычисленные значения потоков для четырех моментов времени приведены в таблице 3.

Таблица 3. Вычисленные значения потоков для четырех моментов времени, эрг/(сек см²). В скобках указан десятичный порядок числа

Время	13:02:16	13:16:03	13:16:24	13:30:10
$H\alpha$	$5.12 \cdot 10^6$	$3.92 \cdot 10^7$	$5.28 \cdot 10^7$	$5.20 \cdot 10^7$
$H\beta$		$1.95 \cdot 10^7$	$2.96 \cdot 10^7$	$2.94 \cdot 10^7$
$H\epsilon$		$4.13 \cdot 10^6$	$5.13 \cdot 10^6$	$6.51 \cdot 10^6$
CaII H		$1.26 \cdot 10^7$	$1.99 \cdot 10^7$	$1.85 \cdot 10^7$
IR CaII	$1.01 \cdot 10^6$	$8.27 \cdot 10^6$	$1.24 \cdot 10^7$	$9.05 \cdot 10^6$
Mg 5173	$6.50 \cdot 10^4$			
Mg 5183	$1.09 \cdot 10^5$			

5 Выводы

1. Анализ изображений в линии SDO AIA 171 \AA и распределение скоростей вдоль щели спектрографа с уверенностью позволяют утверждать, что яркая волокнистая структура, возникшая в результате раскручивания петель магнитного поля и последующего нагрева плазмы, в модели жгута приводит к ускорению частиц до скоростей, которые мы реально наблюдаем.
2. Наблюдаемые характеристики извержения хорошо соответствуют прогнозам модели, основанной на скручивании жгута и неустойчивости изгиба.
3. Наблюдаемые и теоретические значения потоков в спектральных линиях водорода и кальция показывают хорошее соответствие, их удается объяснить в приближении джоулевого нагрева.
4. Линии MgI наблюдались только в момент подъема излучения, затем их не стало видно. Скорее всего, MgI полностью ионизовался и перешел в состояние MgII.
5. Наши наблюдения указывают на интересную корреляцию между эмиссией MgI и базовой дисковой активностью, наблюдаемой в канале SDO/AIA 1600 \AA . Таким образом, мы предполагаем, что MgI фотоионизируется в резонансном континууме ниже 1622 \AA базовым полем излучения, а нижнее триплетное состояние заселяется рекомбинациями от доминирующего MgII (атомная модель из Mauas et al., 1988).

Исследование выполнено в рамках государственного задания МГУ имени М.В. Ломоносова. Авторы благодарят коллективы Solar Dynamics Observatory (SDO), GOES и Ondřejov Observatory за предоставленную возможность проведения наблюдений и использование данных.

Литература

- Барановский Э.А., 1986. Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. Т. 75. С. 3–8. [Baranovskii E.A., 1986. Izv. Krymsk. Astrofiz. Observ., vol. 75, pp. 3–8. (In Russ.)]
- Белова О.М., Бычков К.В., 2017. Астрофизика. Т. 60. № 1, С. 127–134. [Belova O.M., Bychkov K.V., 2017. Astrofizika, vol. 60, no. 1, pp. 127–134. (In Russ.)]
- Белова О.М., Бычков К.В., 2018. Астрофизика. Т. 61. № 1, С. 119–130. [Belova O.M., Bychkov K.V., 2018. Astrofizika, vol. 61, no. 1, pp. 119–130. (In Russ.)]
- Купряков Ю.А., Бычков К.В., Белова О.М. и др., 2024а. Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия. Т. 79. № 2. С. 2420801. [Kupryakov Yu.A., Bychkov K.V., Belova O.M., et al., 2024a. Vestn. Mosk. Univ., Ser. 3: Fizika, Astronomiya, vol. 79, no. 2, p. 2420801. (In Russ.)]
- Купряков Ю.А., Бычков К.В., Белова О.М. и др., 2024b. Геомагнетизм и аэрономия. Т. 64. № 1. С. 23–28. [Kupryakov Yu.A., Bychkov K.V., Belova O.M., et al., 2024b. Geomagnetizm i aeronomiya, vol. 64, no. 1, pp. 23–28. (In Russ.)]
- Allred J.C., Hawley S.L., Abbett W.P., Carlsson M., 2005. Astrophys. J., vol. 630, no. 1, pp. 573–586.

- Altrock R.C., Canfield R.C., 1974. *Astrophys. J.*, vol. 194, pp. 733–741.
- Carlsson M., Fletcher L., Allred J.C., et al., 2023. *Astron. Astrophys.*, vol. 673, p. A150.
- Carlsson M., 1986. *Uppsala Astronomical Report*, no. 33.
- Cox A.N., 2000. *Allen's Astrophysical Quantities*, 4th ed. New York: Springer.
- Cunto W., Mendoza C., 1992. *Rev. Mex. Astron. Astrofis.*, vol. 23, pp. 107–118.
- Ferland G.J., Chatzikos M., Guzman F., et al., 2017. *Rev. Mex. Astron. Astrofis.*, vol. 53, pp. 385–438.
- Gouttebroze P., Heinzel P., Vial J.C., 1993. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, vol. 99, pp. 513–543.
- Gouttebroze P., Vial J.-C., Heinzel P., 1997. *Solar Phys.*, vol. 172, no. 1–2, pp. 125–132.
- Johnson L.C., 1972. *Astrophys. J.*, vol. 174, pp. 227–236.
- Kotrč P., Bárta M., Schwartz P., Kupryakov Y.A., Kashapova L.K., Karlický M., 2013. *Solar Phys.*, vol. 284, no. 2, pp. 447–466.
- Kupryakov Y.A., Dodin A.V., et al., 2020. *Astron. Astrophys. Trans.*, vol. 31, no. 4, pp. 459–464.
- Kuridze D., Mathioudakis M., Heinzel P., et al., 2020. *Astrophys. J.*, vol. 896, p. 120.
- Lemen J.R., Title A.M., Akin D.J., et al., 2012. *Solar Phys.*, vol. 275, pp. 17–40.
- Lin R.P., Dennis B.R., Hurford G.J., et al., 2002. *Solar Phys.*, vol. 210, no. 1, pp. 3–32.
- Machado M.E., Avrett E.H., Vernazza J.E., Noyes R.W., 1980. *Astrophys. J.*, vol. 242, pp. 336–351.
- Mauas P.J., Avrett E.H., Loeser R., 1988. *Astrophys. J.*, vol. 330, pp. 1008–1021.
- Melendez M., Bautista M.A., Badnell N.R., 2007. *Astron. Astrophys.*, vol. 469, no. 3, pp. 1203–1209.
- Merle T., Thévenin F., Zatsarinny O., 2015. *Astron. Astrophys.*, vol. 577, p. A113.
- Metcalf T.R., Canfield R.C., Avrett E.H., Metcalf F.T., 1990. *Astrophys. J.*, vol. 350, pp. 463–474.
- Ralchenko Y., Kramida A., Reader J., NIST ASD Team, 2014. *NIST Atomic Spectra Database* (version 5.0). Available at: <http://physics.nist.gov/asd> (Accessed: 1 September 2015).
- Schwartz P., Gunár S., Jenkins J.M., et al., 2019. *Astron. Astrophys.*, vol. 631, p. A146.
- Thomas R.J., Starr R., Crannell C.J., 1985. *Solar Phys.*, vol. 95, no. 2, pp. 323–329.
- Uitenbroek H., 2001. *Astrophys. J.*, vol. 557, pp. 389–398.
- Vernazza J.E., Avrett E.H., Loeser R., 1981. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, vol. 45, pp. 635–725.

Analysis of the velocity field and emission in calcium, hydrogen, and magnesium lines for an eruptive event on the solar limb

Yu.A. Kupryakov^{1,2}, K.V. Bychkov¹, V.A. Maliutin¹, A.B. Gorshkov¹, O.M. Belova¹, M. Bárta²

¹ Sternberg Astronomical Institute, Moscow State University, Universitetsky pr. 13, 119234 Moscow, Russia
kupry@asu.cas.cz

² Astronomical Institute ASCR, Fričova 298, 25165 Ondřejov, Czech Republic

Abstract. One of the most popular scenarios for a solar ejection and flare onset is based on the MHD instability of the magnetic field line bundle. Despite well-developed theoretical MHD models supported by fitting to observations, progress in solving this problem is hampered by the lack of observations of vortex motion in the chromosphere. We present an analysis of the 2015-04-21 solar limb eruptive event observed with two spectrographs (MFS and HSFA-2) at the Ondřejov Observatory of the Astronomical Institute of the Czech Academy of Sciences. The structures observed in the $H\alpha$ line were compared with the details on the filtergrams and the evolution of the Doppler component velocities was tracked. The eruption of a strongly warped prominence was followed by the appearance of a soft X-ray source. The timing and observed characteristics of the eruption were compared with the predictions of a model based on rope twisting and kink instability. The paper presents the results of observations of three time points and theoretical calculation of plasma parameters in six spectral lines of calcium, hydrogen obtained using the HSFA-2, and magnesium lines observed with the MFS. The observed and theoretical values of radiation fluxes in spectral lines are presented.

Key words: chromospheric flare, magnetic field line bundle, radiation flux, homogeneous layer of heated gas