

УДК 523.985

В. Г. ЛозицкийНаучно-исследовательская лаборатория «Астрономическая обсерватория»
Киевского национального университета имени Тараса Шевченко**Магнитные поля в солнечных вспышках***Представлено 25.06.07*

Кратко представлены новые наблюдательные данные, полученные спектрально-поляризационным методом. Эти данные подтверждают сделанный ранее автором вывод о том, что в солнечных вспышках могут возникать особо сильные локальные магнитные поля, которые в верхней фотосфере и зоне температурного минимума достигают значений в несколько тесла (~ 10 кГс).

Введение. Солнечные вспышки возникают, как правило, в местах с усложненной и быстро меняющейся структурой магнитного поля, а также в тех участках активных областей, где наблюдаются значительные горизонтальные градиенты магнитного поля. Вопрос о действительной величине локальных магнитных полей в области вспышек в настоящее время неясен. Магнитографические измерения [6] показали, что наиболее яркие узлы H_{α} -эмиссии вспышек возникают вблизи линии инверсии продольного фотосферного магнитного поля ($B_{\parallel} = 0$). Большая часть соответствующих данных получена в линии Fe I 525.02 нм, которая формируется на уровне средней фотосферы, на высоте $h \approx 320$ км [1]. Спектрально-поляризационные наблюдения позволили установить, что даже если яркие узлы вспышки располагаются в области слабых и умеренных продольных полей ($B_{\parallel} < 70$ мТл), в этих местах (в картинной плоскости) также могут существовать сильные поля (≈ 100 мТл), но на более высоком уровне — в верхней фотосфере и в зоне температурного минимума ($h = 400\text{—}500$ км) [8]. Полуэмпирические модели вспышек дают двоякую картину высотного распределения магнитного поля: а) с локальными по высоте экстремумами поля [8] и б) с обычным монотонным ослаблением поля с высотой [7]. В первом случае возникают узкие особенности (высотные пики), ширина которых достигает до 100 км. С развитием вспышки эти пики магнитного поля исчезают, а вместо них возникает значительная турбулизация плазмы, соответствующий параметр которой (турбулентная скорость) также распределяется с высотой немонотонно [3].

Во вспышках наблюдались спектральные эффекты, указывающие на еще более сильные поля, величиной 2—9 Тл [4, 5]. Как поля «килогауссово-

го» диапазона, так и «сверхсильные» поля (~ 10 кГс) изменяются в течение вспышки немонотонно: магнитное поле сначала быстро возрастает до определенного уровня, а затем более медленно ослабевает, причем максимум напряженности достигается в максимуме H_{α} -эмиссии [4]. Характерное время соответствующих изменений поля 10—15 мин, а поперечный линейный масштаб тех участков, где отмечены эти эффекты, в среднем 1—2 Мм. Последнее, впрочем, не означает, что действительный размер индивидуальных магнитных структур с такими полями также близок к 1—2 Мм. Поскольку указанные спектральные эффекты довольно слабые (2—4 %), они должны относиться к структурам с весьма небольшим фактором заполнения, 5—10 %. Но тогда действительный масштаб поперечного сечения соответствующих мелкомасштабных элементов должен быть намного меньше 1—2 Мм.

Методические проблемы диагностики таких полей детально обсуждены в работе [5]. Там, в частности, указывается, что для повышения видимости (контраста) зеemanовских σ -компонентов, сформированных в участках с такими «сверхсильными» полями, лучше использовать спектральные магниточувствительные линии, имеющие небольшие факторы Ланде ($g \leq 1$). В настоящей работе анализируются новые данные наблюдений в таких линиях, относящиеся к двум недавним вспышкам 23-го цикла солнечной активности.

Новые наблюдательные данные. Ниже изучаются две вспышки: 5 ноября 2004 г. балла M4.1/1B и 14 июля 2005 г. балла X1.2. Вспышки наблюдались автором на эшелном спектрографе горизонтального солнечного телескопа Астрономической обсерватории Киевского национального университета им.

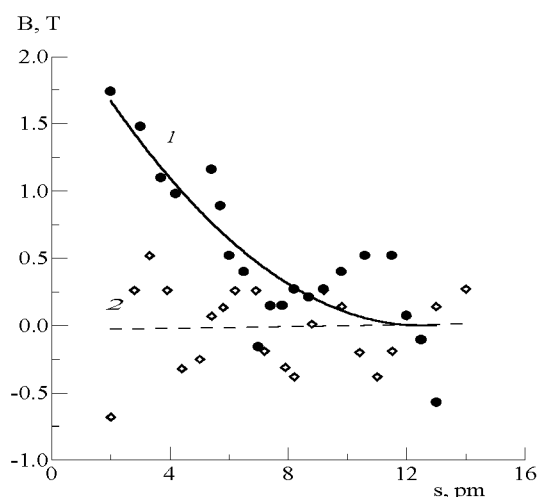


Рис. 1. Сопоставление наблюдаемого расщепления бисекторов профилей $I \pm V$ в линии Fe I 557.61 нм для вспышки 5 ноября 2004 г. (зависимость 1) и невопыхечной области (зависимость 2). По оси абсцисс дано расстояние s от центра линии в пикометрах, по оси ординат — величина магнитного поля B в тесла (Тл)

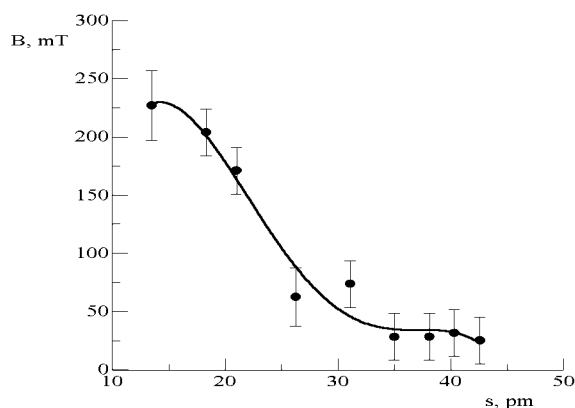


Рис. 2. Зависимость измеренного (по расщеплению бисекторов профилей $I \pm V$) магнитного поля B от расстояния s от центра линии H_{α} во вспышке 14 июля 2005 г. Этот результат соответствует высоте 18 Мм над уровнем фотосферы

Тараса Шевченко [2]. Первая вспышка наблюдалась в активной области AR 10696 вблизи центра диска ($\mu = 0.96$), вторая — в активной области AR 10786 на западном лимбе Солнца.

Вспышка 5 ноября 2004 г. уже исследовалась в работе [3] по 10 спектральным линиям, имеющим факторы Ланде в пределах 0.1—3.0. В настоящей работе дополнительно изучается еще одна линия, Fe I 557.61 нм, имеющая очень низкую магнитную чувствительность, $g = -0.012$. На рис. 1 представлено наблюдаемое расщепление бисекторов профилей

$I + V$ и $I - V$ в этой линии для двух случаев: вспышки (зависимость 1) и места той же активной области, но за пределами вспышки (зависимость 2).

Из сравнения общего хода зависимостей 1 и 2 видно, что во вспышке в ядре линии Fe I 557.61 существует достоверное магнитное расщепление, величина которого, выраженная в магнитной индукции, достигает 1.5 Тл, т. е. 15000 Гс. Как показало исследование теллурических линий O_2 в области линии Fe I 630.25, в них подобный эффект отсутствует, а это означает, что наблюдаемое расщепление бисекторов в линии Fe I 557.61 не может быть инструментальным. Согласно расчетам, такой эффект в линии Fe I 557.61 возможен, если имеем двухкомпонентную структуру магнитного поля, состоящую из слабого поля с обычными по ширине спектральными линиями, а также магнитную компоненту с сильным полем, небольшим фактором заполнения и узкими профилями линий. Относительный доплеровский сдвиг профилей обоих компонентов незначительный, менее 0.5 км/с. Наблюдаемое максимальное расщепление бисекторов профилей $I + V$ и $I - V$ в ядре линии позволяет тогда оценить нижний предел локальной напряженности [5]. В нашем случае он равен, как уже говорилось выше, 1.5 Тл. Вероятная высота появления таких полей во вспышке (учитывая высоту формирования линии Fe I 557.61) — около 400 км, что соответствует области верхней фотосферы.

В лимбовой вспышке 14 июля 2005 г. найдены места на расстоянии 18—20 Мм от лимба, где линия H_{α} расщеплена в ядре на 200—250 мТл (рис. 2).

Заметим, что для нижней короны это также «сверхсильные» поля, учитывая то, что давление плазмы может удерживать здесь поля величиной лишь в несколько десятых миллитесла (т. е. несколько Гс). На других расстояниях от лимба, в частности, в диапазоне высот 12—17 Мм, величина магнитного поля во вспышке не превышала 100 мТл [12]. Таким образом, как в диапазоне фотосферных высот, так и в нижней короне отмеченные сильные поля могут быть весьма локальными по высоте. По-видимому, сильные локальные поля существенно снижают температуру и турбулентную скорость, что проявляется в значительном сужении профилей спектральных линий.

1. Гуртовенко Э. А., Костык Р. И. Фраунгоферов спектр и система солнечных сил осцилляторов. — Киев: Наук. думка, 1989.—200 с.
2. Курочка Е. В., Курочка Л. Н., Лоцицкий В. Г., Лоцицкая Н. И. и др. Горизонтальный солнечный телескоп Астрономической обсерватории Киевского университета // Вестн. Киев. ун-та. Астрономия.—1980.—Вып. 22.—С. 48—56.

3. Курочка С., Осика О., Лозицкий В. Магнітні поля та турбулентні швидкості на різних фазах розвитку сонячного спалаху // Вісник Київ. нац. ун-ту ім. Т. Шевченка. Астрономія.—2006.—Вип. 43.—С. 7—12.
4. Лозицкий В. Г. Наблюдения магнитных полей напряженностью в несколько тесла в солнечных вспышках // Кинематика и физика небес. тел.—1998.—14, № 5.—С. 401—414.
5. Лозицкий В. Г. Проблема надпотужних магнітних полів в атмосфері Сонця // Кинематика и физика небес. тел.—1993.—9, № 3.—С. 23—32.
6. Северный А. Б. Некоторые проблемы физики Солнца. — М.: Наука, 1988.—224 с.
7. Abramenko V. I., Baranovsky E. A. Flare-related changes in the profiles of six photospheric spectral lines // Solar Phys.—2004.—220.—P. 81—91.
8. Lozitsky V. G., Baranovsky E. A., Lozitska N. I., Leiko U. M. Magnetic field evolution in a solar flare // Solar Phys.—2000.—191, N 1.—P. 171—183.
9. Statsenko M. M., Lozitsky V. G. Magnetic field measurements in a limb solar flare: observational evidences to small-scale cold features with 2 kG fields // Abstr. of 14th Open Young Scientist's Conf. on Astronomy and Space Phys. — Kyiv: Kyiv Taras Shevchenko Univ, 2007.—P. 55.

MAGNETIC FIELDS IN SOLAR FLARES

V. G. Lozitsky

New observational data obtained with spectral-polarized method are briefly presented. The data confirm the conclusion made earlier by the author that extremely strong magnetic fields may exist in solar flares which reach values of several tesla (~ 10 kG) in the upper photosphere and temperature minimum zone.

УДК 523.982

Н. И. Лозицкая¹, В. М. Малащук², Н. Н. Степанян²

¹Научно-исследовательская лаборатория «Астрономическая обсерватория»
Киевского национального университета имени Тараса Шевченко

²Научно-исследовательский институт «Крымская Астрофизическая обсерватория»

Результаты исследования быстрых изменений магнитного поля солнечного пятна по данным одновременных измерений в КАО и КраО

Представлено 25.06.07

Быстрые осцилляции магнитного поля солнечного пятна изучены на материале визуальных измерений Зееман-эффекта в линиях Fe I 525.02 и Fe I 630.25 в тени наибольшего пятна активной области NOAA 10953. В течение 27 и 28 апреля 2007 г. выполнено около 600 измерений на солнечных телескопах Киевской и Крымской обсерваторий, причем 112 измерений сделаны одновременно с точностью до минуты на обоих инструментах. Обработка временных рядов с помощью вейвлет-, спектрального фурье- и автокорреляционного анализа показала существование периодов в 6—7 мин и 14—16 мин, их амплитуды равны 2 ± 1 сТл и 3 ± 1 сТл соответственно.

ВВЕДЕНИЕ

Первые данные о быстрых изменениях магнитного поля солнечных пятен на 2—7 сТл в час получены при визуальных измерениях величины зееман-эффекта на солнечных телескопах с высоким спектральным разрешением в 1940—1970 гг. [3]. В пользу солнечной природы колебаний свидетельствовали одновременные изменения площади и контраста пятна. Одновременные наблюдения в Пулковско и Потсдаме показали сходство временного хода напряженностей одних и тех же пятен. Влия-

ние качества изображения на величину измеренных напряженностей исследовалось в работе [2]. Величина дрожания и качество изображения регистрировались одновременно с измерениями напряженности магнитного поля с дискретностью около 12 мин в течение 9 ч. В большинстве случаев быстрые вариации напряженности не были связаны с этими параметрами. Поэтому в работе [2] сделан вывод, что в основном наблюдаются реальные изменения напряженности магнитного поля солнечных пятен, несколько искаженные изменением качества изображения. Во время солнечных вспышек на

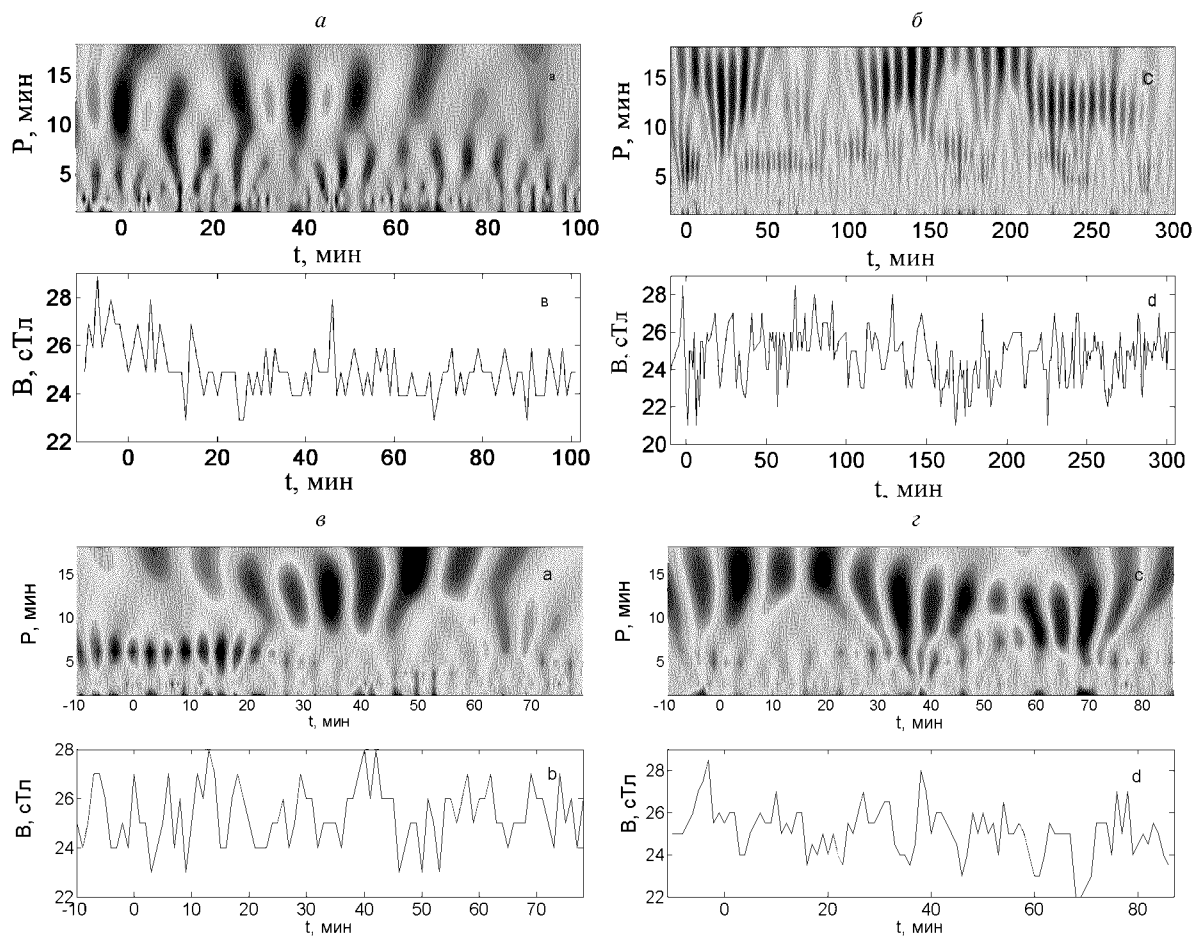


Рис. 1. Ряды измерений магнитного поля солнечного пятна: *а, б* — 27 апреля 2007 г. и их вейвлет-анализ по данным КраО с 7 ч 17 мин до 9 ч 08 мин UT (*а*) и КАО с 9 ч 48 мин до 14 ч 56 мин UT (*б*). Измерения в КАО до 9 ч 47 мин не включены, так как интервал между измерениями в первые часы наблюдений в КАО был в среднем 2 мин; *в, г* — 28 апреля 2007 г. по данным КраО с 6 ч 07 мин до 7 ч 36 мин UT (*в*) и КАО с 7 ч 32 мин до 9 ч 08 мин UT (*г*)

временной шкале в 1 мин фотографически зафиксированы изменения магнитного поля близрасположенного пятна со средней амплитудой 6 сТл [1]. В данной работе мы исследуем осцилляции магнитного поля пятна, не связанные со вспышками.

НАБЛЮДЕНИЯ И СТАТИСТИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА

Визуальные измерения магнитного поля солнечного пятна выполнены в Астрономической обсерватории Киевского национального университета (КАО) и НДИ «Крымская астрофизическая обсерватория» (КраО). Средняя величина магнитного поля исследуемого пятна была 25 сТл при стандартном отклонении 1.3 сТл. Хотя характеристики спектрографов КАО и БСТ-2 КраО, погодные условия и используемые спектральные линии разные, коэффициент

корреляции между одновременно (в пределах 1 мин) измеренными напряженностями оказался равен 0.42, достоверность связи двух рядов превышает 90%. При временном сдвиге на 1–3 мин коэффициент корреляции не превышает 0.19, связь недостоверна. Это указывает на солнечное происхождение кратковременных вариаций магнитного поля. Пространственное разрешение ограничено величиной дрожания (в дни наблюдений оно было 4–10"). Размер тени пятна был 20", полутени — 50". Измерения проводились в центре тени.

На рис. 1 виден квазипериодический характер колебаний магнитного поля пятна. Наиболее заметны 6–7-минутные и 12–15-минутные периоды. Временные участки «пропадания» осцилляций могут быть обусловлены как ухудшением качества изображения и дискретностью измерений (по техническим причинам бывали перерывы в измерении

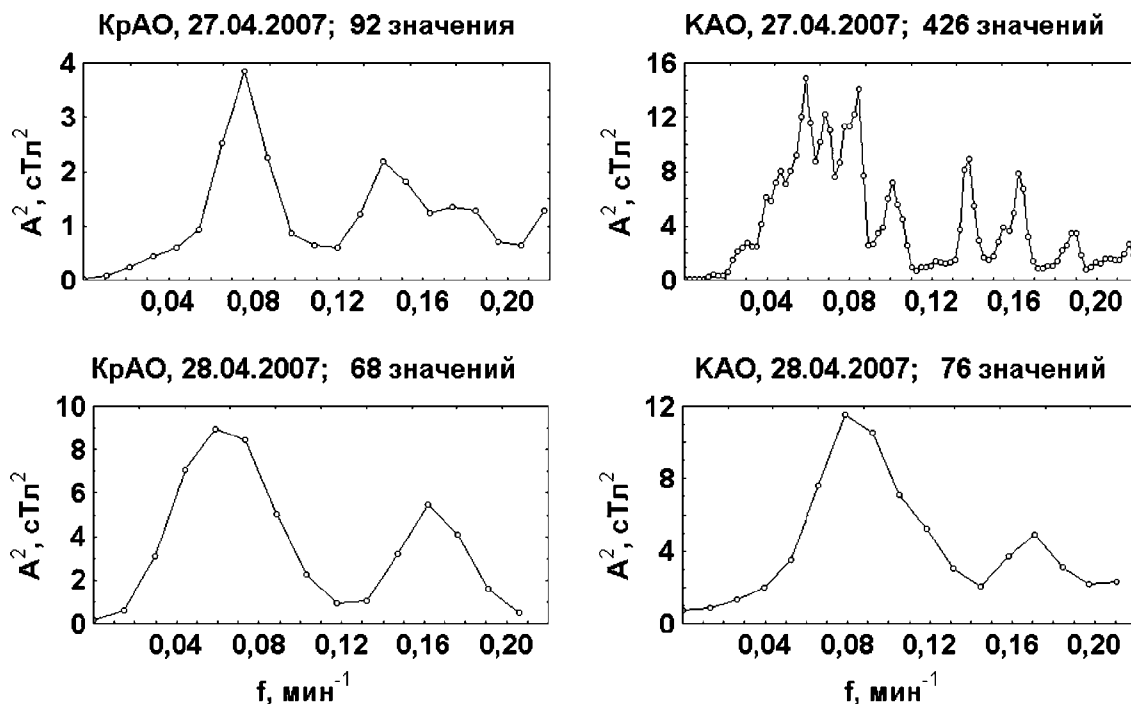


Рис. 2. Спектральный анализ ежеминутных значений магнитного поля солнечного пятна, измеренных в двух обсерваториях

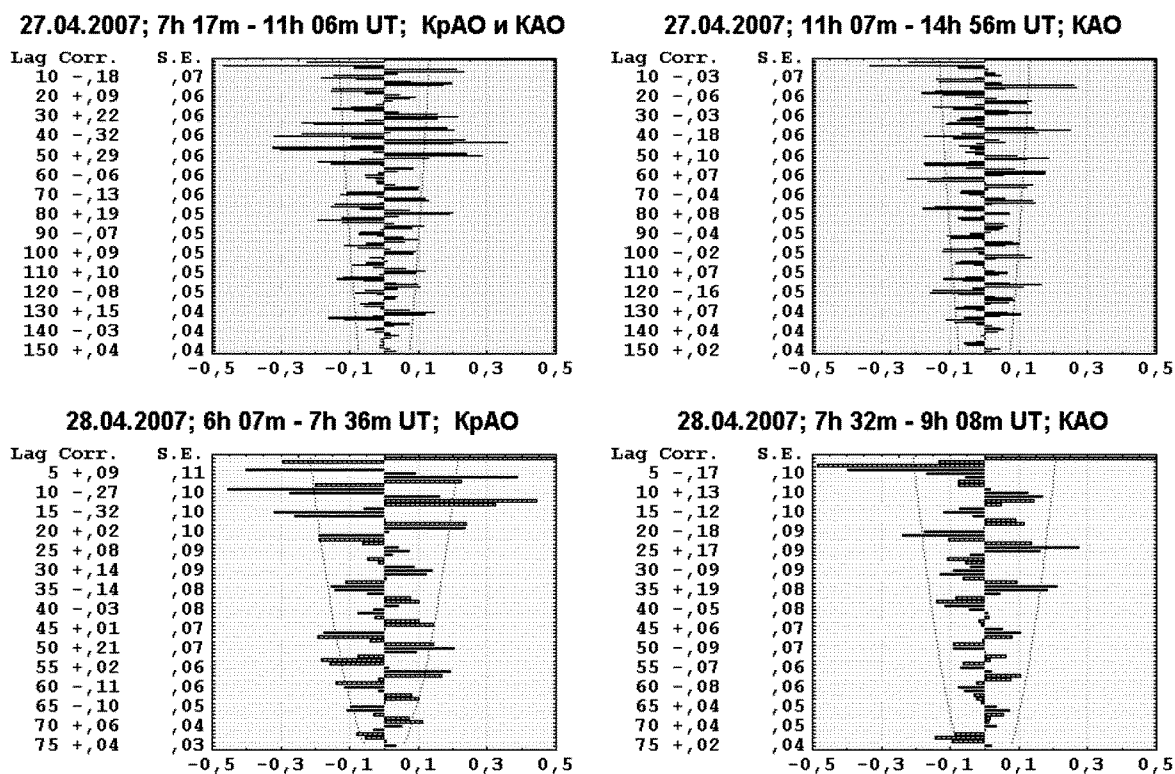


Рис. 3. Автокорреляционные функции преобразованного ряда значений магнитного поля (от исходных значений вычтены 8-минутные бегущие средние)

ях на 1—3 мин), так и реальными процессами в пятне.

Для оценки амплитуд найденных колебаний выполнен фурье-анализ. Окно исследуемых периодов выбрано 4—20 мин вычитанием от исходного ряда 20-минутного бегущего среднего и сглаживанием разниц по 3 точкам. По спектрам мощности (рис. 2) найдено, что амплитуда 12—14-минутных колебаний равна примерно 3 сТл, а 6—7-минутных — около 2 сТл. Ошибка определения амплитуды не превышает 1 сТл.

Автокорреляционный анализ рядов измерений во временном окне 2—10 мин, представленный на рис. 3, показал, что период изменяется от 5 до 8 мин, составляя в среднем 6—7 мин, средняя значимость пиков 0.05.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Применение различных методик анализа временных рядов, дополняющих друг друга, дают одинаковый результат в отношении периодов колебаний. Осцилляции магнитного поля пятна солнечного происхождения имеют периоды 6—7 и 12—14 мин. Они регистрируются не на всем интервале измерений и найдены при статистической обработке многочасовых рядов частых измерений (в основном ежеминутных) на фоне шумов с диапазоном вариаций в 5—7 сТл, обусловленных как истинными разнопериодными вариациями, так и нестабильностью условий наблюдений.

Характерной чертой найденных колебаний оказалась большая амплитуда, около 2—3 сТл, вдвое превышающая среднее квадратичное отклонение ряда наблюденных значений. Известно, что 5-минутные колебания скорости в тени пятна имеют в несколько раз меньшую амплитуду, чем вне пятен. Эффект изменения прозрачности [4, 5] вследствие этих колебаний при высотном градиенте магнитного поля больших пятен 0.1—0.6 мТл/км мог бы объяснить амплитуды короткопериодических осцилляций только до 1 сТл, скорее всего 0.4—0.5 сТл, как в работе [5].

Наблюденные нами колебания поля обнаружены при весьма посредственном пространственном разрешении. Это возможно при когерентности осцилляций на значительной части тени пятна, что согласуется с данными, приведенными в [5]. В то же время найденные амплитуды колебаний на по-

рядок превышают приведенные в литературе последних 10 лет [4, 5]. Возможно, причина расхождения не в различной технике измерений, а в длительности наблюдений. Если колебания происходят «цугами», на что указывают вейвлет-диаграммы и некоторые автокорреляционные функции, для их регистрации необходим достаточно длительный интервал (2—3 ч) наблюдений вектора магнитного поля значительной части ядра крупного пятна. При всесторонней статистической обработке многочасовых рядов ежеминутных измерений положительно решается вопрос о реальности мощных короткопериодических осцилляций.

Авторы благодарны В. Г. Лоцицкому за проведение значительной части наблюдений и А. В. Грицацу за программу для вейвлет-анализа наших наблюдений.

1. Бабин А. Н., Коваль А. Н. Быстрые изменения магнитных полей пятен во время вспышек // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.—2003.—99.—С. 89—91.
2. Вяльшин Г. Ф., Юдина И. Ф. К вопросу об измерении максимальных напряженностей магнитных полей солнечных пятен при исследовании их быстрых изменений // Солн. данные.—1982.—№ 5.—С. 97—101.
3. Чистяков В. Ф. Колебания магнитных полей солнечных пятен и их связь с явлениями в активной области // Солн. данные.—1977.—№ 10.—С. 93—98.
4. Khomenko E. V., Collados M., Bellot Rubio L. R. Magnetoacoustic waves in sunspots // *Astrophys. J.*—2003.—588.—P. 606—619.
5. Settele A., Sigwarth M., Muglach K. Temporal and spatial variations of the magnetic field vector in sunspots // *Astron. and Astrophys.*—2002.—392.—P. 1095—1104.

RESULTS OF THE INVESTIGATION OF FAST MAGNETIC FIELD OSCILLATIONS IN A SUNSPOT ON THE BASIS OF SIMULTANEOUS MEASUREMENTS IN THE KYIV AND CRIMEA OBSERVATORIES

N. I. Lozitska, V. M. Malashchuk, N. N. Stepanyan

Fast oscillations of sunspot magnetic fields were studied using visual measurements of the Zeeman splitting in the Fe I 525.02 and Fe I 630.25 lines observed in umbra of the largest sunspot of the active region NOAA 10953. During 27—28 April 2007, about 600 measurements were carried out with solar telescopes of the Kyiv and Crimea observatories including 112 quasi-simultaneous measurements (with a time gap less than 1 min). Reducing the observational data with the use of wavelet, Fourier and autocorrelation analysis showed the existence of 6—7 min and 14—16 min oscillations; their amplitudes were 2 ± 1 cT and 3 ± 1 cT, respectively.

УДК 523.947, 523.755+525.7

В. В. Токий¹, В. М. Ефименко², Н. В. Токий¹¹Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина НАН Украины, Донецк, ntv1976@mail.ru²Научно-исследовательская лаборатория «Астрономическая обсерватория» Киевского национального университета имени Тараса Шевченко, efim@observ.univ.kiev.ua

Возмущения, вызванные горизонтальными приливными силами в экваториальной плоскости солнечной короны

Представлено 25.06.07

Розглянуто вплив гравітаційного збурення, викликаного рухом планет і обертання Сонця, на зміни складових загального магнітного поля корони в рамках моделі Вебера і Девіса. Використано стаціонарну модель сонячного вітру в екваторіальній площині, яка враховує ефекти градієнтів тиску, тяжіння і магнітних сил для радіальних і для азимутальних рухів. В'язкість не враховувалась, а електрична провідність вважалась нескінченною. Досліджено періодичні півдобові розв'язки з урахуванням гравітаційних і магнітних полів для збурень, викликаних планетами. Отримано аналітичні залежності збурень радіальної і азимутальної складових магнітного поля в екваторіальній площині сонячної корони від часу, відстані до центра Сонця, геліографічної довготи, швидкості сонячного вітру і характеристик планети.

ВВЕДЕНИЕ

Изучение влияния планет на циклы солнечной активности потребовало вычисления приливной силы [1] и определения высот приливов на Солнце [2]. Полученные результаты не вдохновляли на продолжение этих исследований, так как добавка к гравитационной силе за счет всех приливных сил, обусловленных всеми планетами, не превышала $5 \cdot 10^{-10}$ % от силы притяжения Солнца, а предсказываемая высота прилива не составляла и $3 \cdot 10^{-10}$ % от радиуса Солнца a , что соответствует приливам порядка миллиметров. При этом не учитывалось, что в отличие от океанов на Земле солнечная корона является плазмой. В работе [3] описано влияние гравитационного возмущения на изменения параметров плазменного слоя при действии горизонтальных приливных сил, нарушающих сферическую симметричность и стационарность, но без учета магнитных полей. Первой моделью коронального расширения, в которой учитывалась магнитная сила, была одножидкостная политропная модель, сформулированная Вебером и Дэвисом [4]. В их работе магнитное поле у основания короны считалось монополярным. Такое задание поля не адекватно реальности, но лишь оно совместимо с точными решениями для сферически-симметричного стационарного расширения короны [5]. Поэтому цель настоящей работы состояла в том, чтобы

описать влияние гравитационного возмущения, обусловленного движением планет и вращением Солнца, на изменения компонентов общего электромагнитного поля короны и скорости солнечного ветра в рамках модели Вебера и Дэвиса.

МОДЕЛЬ ВЕБЕРА — ДЭВИСА ДЛЯ СТАЦИОНАРНОГО РАСШИРЕНИЯ

В невозмущенной приливными силами задаче рассматривалось взаимодействие между идеально проводящим солнечным ветром и магнитным полем. Предполагалось, что компоненты вектора магнитного поля и скорости плазмы в сферической системе координат в экваториальной плоскости имеют радиальную и азимутальную составляющие и зависят только от расстояния до центра Солнца. Топология решений [4] для радиальной составляющей уравнения движения показала, что решение для солнечного ветра u должно непрерывно проходить через три критические точки. После паркеровской критической точки, связанной со скоростью звука

$$u_c = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$$

на расстоянии $r_c = \frac{GMm}{4kT}$, радиальная составляющая солнечного ветра u должна достигнуть альве-

новской скорости

$$u_f = \sqrt{\frac{B_r^2 + B_\varphi^2}{\mu\rho}},$$

а перед ней на альвеновском радиусе r_A — радиальной альвеновской скорости

$$u_A = \sqrt{\frac{B_r^2}{\mu\rho}}.$$

Здесь G — гравитационная постоянная, M — масса Солнца, k — константа Больцмана, T — температура, $\rho = mn$ — плотность, m — масса протона, n — концентрация.

В этом случае из уравнения $\text{div}\bar{B} = 0$ следует, что радиальная составная магнитного поля падает с расстоянием по квадратичному закону

$$B_r = B_0 \frac{a^2}{r^2},$$

где B_0 — напряженность поля на поверхности Солнца ($r = a$).

Азимутальная составляющая магнитного поля определяется выражением

$$B_\varphi = -B_r \Omega \cdot r \frac{r_A^2 - r^2}{u_A r_A^2 - u r^2}.$$

Азимутальная составляющая солнечного ветра равна

$$V_\varphi = \Omega \cdot r \frac{r_A^2(u_A - u)}{u_A r_A^2 - u r^2}.$$

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ЗАДАЧИ

Настоящая работа основана на простейших предположениях. Будем рассматривать тонкий изотермический слой идеально проводящей среды в экваториальной плоскости солнечной короны толщиной h на расстоянии r от центра Солнца ($h \ll r$).

Пусть Ω — угловая скорость вращения Солнца, t — время, e — заряд электрона, φ — гелиографическая долгота, θ — дополнение к гелиографической широте точки, δ_j — гелиоцентрическое склонение j -й планеты, δu , δV_φ — компоненты скорости частиц, δE_θ — меридиональная составная электрического поля, δg_φ — азимутальная составная горизонтального приливного ускорения.

Принимаем, что при действии горизонтальных приливных сил изменения концентрации δn и скорости δu , δV_φ частиц будут малыми. Для определения изменений в рамках изотермического приближения мы воспользуемся линейной системой гидродинамических уравнений, включая уравнение непрерывности, движения, и уравнений Максвелла.

Из закона Ома для идеально проводящей среды получим выражение

$$\delta E_\theta = -\delta u B_\varphi - \delta B_\varphi u + \delta V_\varphi B_r + \delta B_r V_\varphi; \quad (1)$$

из радиальной составляющей уравнения индукции —

$$-\frac{\partial \delta B_r}{\partial t} - \frac{B_r}{r} \frac{\partial \delta V_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{B_\varphi}{r} \frac{\partial \delta u}{\partial \varphi} + \frac{u}{r} \frac{\partial \delta B_\varphi}{\partial \varphi} - \frac{V_\varphi}{r} \frac{\partial \delta B_r}{\partial \varphi} = 0; \quad (2)$$

из азимутальной составляющей уравнения индукции —

$$-\frac{\partial \delta B_\varphi}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r V_\varphi)}{\partial r} \delta B_r - \frac{1}{r} \frac{\partial (r u)}{\partial r} \delta B_\varphi + \frac{1}{r} \frac{\partial (r B_r)}{\partial r} \delta V_\varphi - \frac{1}{r} \frac{\partial (r B_\varphi)}{\partial r} \delta u = 0. \quad (3)$$

Из уравнения $\text{div}(\bar{B} + \delta \bar{B}) = 0$ следует, что

$$2\delta B_r + \frac{\partial \delta B_\varphi}{\partial \varphi} = 0. \quad (4)$$

Уравнение непрерывности запишется в виде

$$\frac{\partial \delta n}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial (r^2 u)}{\partial r} \delta n + \frac{1}{r^2} \frac{\partial (r^2 n)}{\partial r} \delta u + \frac{V_\varphi}{r} \frac{\partial \delta n}{\partial \varphi} + \frac{n}{r} \frac{\partial \delta V_\varphi}{\partial \varphi} = 0. \quad (5)$$

Азимутальная составляющая уравнения движения равна

$$\frac{\partial \delta V_\varphi}{\partial t} + \left[\frac{1}{r} \frac{\partial (r V_\varphi)}{\partial r} \delta u + \frac{u}{r} \delta V_\varphi + \frac{V_\varphi}{r} \frac{\partial \delta V_\varphi}{\partial r} \right] + \frac{2kT}{r\rho} \frac{\partial \delta n}{\partial \varphi} + \frac{B_r}{\mu r \rho} \frac{\partial \delta B_r}{\partial \varphi} - \frac{1}{\mu r \rho} \frac{\partial (r B_\varphi)}{\partial r} \delta B_r - \frac{B_r}{\mu r \rho} \delta B_\varphi = \delta g_\varphi. \quad (6)$$

В системе уравнений (1)—(6) введены обозначения

$$\delta g_\varphi = \frac{3G}{2} \frac{M_j}{R_{Sj}^3} r [\cos^2 \delta_j \sin [2(\Omega t - \varphi)]], \quad (7)$$

полученные из горизонтальной приливной силы [1]

$$\delta F_h = \frac{3}{2} G m M_j \frac{r}{R_{Sj}^3} \sin 2\alpha_j, \quad (8)$$

где M_j — масса j -й планеты, R_{Sj} — расстояние от центра Солнца до j -й планеты, α — угол между R_{Sj} и r . За начальный момент времени принят момент прохождения круга склонений планеты через Кэррингтоновский меридиан. Уравнения (1)—(6) настолько просты, что они могут быть проинтегрированы аналитически.

Амплитуды полусуточных изменений меридионального электрического поля и солнечного ветра в экваториальной плоскости солнечной короны, вызванные планетами на расстоянии критического радиуса Альвена r_A

Планета	Масса	Расстояние	δE_{θ} , пВ/км		$\frac{\delta u_{\max} - \delta u_{\min}}{u_f - u_A} \Big _{r=r_A}, \%$
			Без учета магнитного поля	С учетом магнитного поля $B_0 = 1$ Гс	
Меркурий	0.0556	0.3871	0.012	36	0.001976
Венера	0.8172	0.7233	0.028	80	0.004453
Земля	1.000	1.0000	0.013	37	0.002062
Марс	0.108	1.5237	0.0004	1	0.00006294
Юпитер	318.4	5.2024	0.029	84	0.004662
Сатурн	95.22	9.5728	0.001	4	0.0002238
Уран	14.58	19.135	0.00003	0.08	0.00000429
Нептун	17.264	29.968	0.000008	0.00002	0.000001323
Плутон	0.92	39.265	0.0000002	0.0006	0.00000003133
		Σ_j	0.085	242	0.013

ПОЛУСУТОЧНЫЕ ВОЗМУЩЕНИЯ

Получены аналитические зависимости установившихся полусуточных возмущений радиальных и азимутальных компонентов магнитного поля и солнечного ветра, а также меридионального компонента электрического поля в экваториальной плоскости солнечной короны от времени, расстояния до центра Солнца, гелиографической долготы, концентрации плазмы, скорости солнечного ветра и характеристик j -й планеты (массы, расстояния до Солнца и гелиоцентрического склонения). На расстоянии альвеновского радиуса, в пренебрежении небольшим сдвигом по фазе, они равны:

для радиального и азимутального компонентов магнитного поля

$$\delta B_{rj} = - \frac{GM_j r_A^2 \Omega \cdot r_c}{4R_{sj}^3 u_c^3} B_r \cos^2 \delta_j \sin [2(\Omega \cdot t - \varphi)], \quad (9)$$

$$\delta B_{\varphi j} = - \frac{GM_j r_A^2}{6R_{sj}^3 u_c^2} B_{\varphi} \cos^2 \delta_j \cos [2(\Omega \cdot t - \varphi)], \quad (10)$$

для радиального и азимутального компонентов солнечного ветра

$$\delta u_j = \frac{9GM_j r_A^2}{2R_{sj}^3 u_c^2} u_A \cos^2 \delta_j \cos [2(\Omega \cdot t - \varphi)], \quad (11)$$

$$\delta V_{\varphi j} = - \frac{5GM_j r_A^2}{12R_{sj}^3 u_c^2} V_{\varphi} \cos^2 \delta_j \cos [2(\Omega \cdot t - \varphi)], \quad (12)$$

для меридионального компонента электрического поля

$$\delta E_{\theta j} = - \frac{GM_j r_A^3 \Omega^2 r_c}{6R_{sj}^3 u_c^3} B_r \cos^2 \delta_j \sin [2(\Omega \cdot t - \varphi)]. \quad (13)$$

В таблице приведены относительные значения масс, средних расстояний от Солнца, относительно

Земли, максимальные склонения планет и амплитуды (пВ/км) полусуточных установившихся колебаний меридионального компонента электрического поля, вызванных планетами. Они рассчитаны по формуле (20) из работы [3] без учета магнитного поля в экваториальной плоскости солнечной короны на расстоянии альвеновского радиуса r_A . В соседней графе приведены те же амплитуды, рассчитанные по формуле (13) из настоящей работы, где для иллюстративных вычислений принималось $r_A = 20a$, $r_c = 1.7 \cdot 10^9$ м, $u_c = 200$ км/с. Сравнение показывает, что учет общего магнитного поля усиливает амплитуду приливных возмущений на несколько порядков (примерно в 3000 раз) по сравнению с результатами работы [3], в которых не учитывалось общее магнитное поле Солнца.

В последней графе приведено отношение разности максимальной и минимальной полусуточной радиальной скорости солнечного ветра к разности полной альвеновской скорости и радиальной Альвеновской скорости. Сравнение показывает, что в отличие от результатов [1, 2] возмущения радиальной скорости солнечного ветра, обусловленные приливными силами, на расстояниях, близких к альвеновскому радиусу r_A , могут дать заметный вклад в возникновение описанных Вебером и Дэвисом [4] «быстрых» и «медленных» волн направленных как обратно к поверхности Солнца, так и вовне.

ВЫВОДЫ

В рамках изотермического приближения модели Вебера и Дэвиса получена линеаризованная по возмущениям, вызванным горизонтальными приливными силами, система уравнений, включающая уравнения: непрерывности, движения и Максвелла.

Исследованы периодические полусуточные аналитические решения, принимающие во внимание и гравитационные, и магнитные поля, для возмущений параметров электромагнитного поля и скорости солнечного ветра, вызванных планетами.

Численные оценки показывают, что учет общего магнитного поля усиливает амплитуду приливных возмущений меридионального электрического поля на несколько порядков (примерно в 3000 раз) по сравнению с решениями, в которых не учитывалось общее магнитное поле Солнца.

Возмущения радиальной скорости солнечного ветра, обусловленные приливными силами, на расстояниях, близких к альвеновскому радиусу r_A , могут дать заметный вклад в волновые магнитогидродинамические процессы солнечной короны.

Для приближения нашей модели к реальности необходимо учесть вязкость, дипольный характер магнитного поля, нелинейные эффекты, другие ионы, инерциальные свойства электронов, что потребует увеличения количества дифференциальных уравнений и, в частности, замены условия электрической квазинейтральности плазмы уравнениями Максвелла.

1. Токий В. В., Ефименко В. М., Токий Н. В. Электрические поля, вызванные горизонтальными приливными силами в плазменных слоях атмосфер планет и звезд // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.—2006.—103.—С. 51—59.

2. Хундхаузен А. Расширение короны и солнечный ветер. — М.: Мир, 1976.—302 с.
3. Takahashi Kozo. On the relation between the solar activity cycle and the solar tidal force induced by the planets // Solar Phys.—1968.— 3.—P. 598—602.
4. Trellis M. Michel. Marees solaires d'origine planetaire // C. R. Acad. Sc. Paris.—1966.—262.—P. B221—B224.
5. Weber E. J., Davis L. The angular momentum of the solar wind // Astrophys. J.—1967.—148.—P. 217—227.

DISTURBANCES CAUSED BY HORIZONTAL TIDAL FORCES IN THE EQUATORIAL PLANE OF THE SOLAR CORONA

V. V. Tokiy, V. M. Efimenko, N. V. Tokiy

The influence of the gravitational disturbance caused by motions of planets and the Sun's rotation, on the changes in the components of the general magnetic field of the solar corona within the framework of the Weber and Davis model is considered. The steady-state model of the solar-wind flow in the equatorial plane including the effects of pressure gradients, gravitation, and magnetic forces is used for both the radial and azimuthal motions. The viscosity was taken to be zero and the electrical conductivity was put to be infinite. With allowance made for gravitational and magnetic fields the periodic semidiurnal decisions for the disturbances caused by the planets are investigated. We deduced analytical relationships between indignations for radial and azimuthal components of the magnetic field in the equatorial plane of the solar corona and time, distance to the Sun's centre, heliographic longitude, solar wind speed and some characteristics of a planet.

УДК 523.98

А. Н. Кришталь, С. В. Герасименко, А. Д. Войцеховская

Головна астрономічна обсерваторія НАН України, Київ

Мелкомасштабные неустойчивости в предвспышечной плазме петель в активной области на Солнце

Представлено 25.06.07

Досліджуються фізичні умови виникнення і розвитку різних типів плазмових нестійкостей в петлях на початковій стадії спалахового процесу. Головною причиною нестійкості є сукупна дія трьох факторів: наявність в петлі великомасштабного квазістатичного електричного поля, врахування впливу парних кулонівських зіткнень і неоднорідностей температури і густини плазми. В якості моделі спалаху використовується модель взаємодіючих магнітних потоків Хейвартса — Пріста — Раґа і модель струмонесучого еквівалентного контура петлі Степанова — Зайцева. Спалаховий процес розпочинається з появи першої нестійкості, що має найнижчий поріг збудження, а його початкова стадія закінчується з появою в плазмі аномального опору і виникненням струмових шарів. Показано, що адіабатично повільному зростанню амплітуди субдрейсерівського електричного поля в петлі відповідає певна послідовність появи на різних ділянках струмового контура певного типу нестійкостей. Отримані результати можна розглядати як необхідну умову короткострокового прогнозу спалаху в петельній структурі.

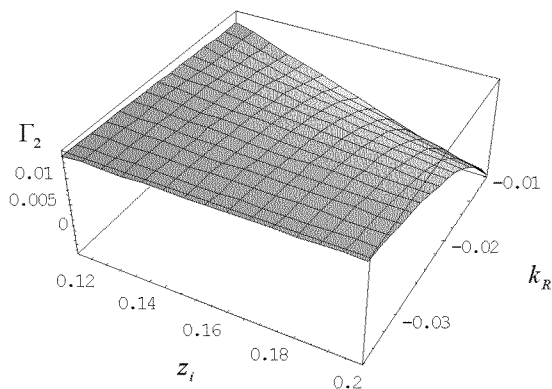
Исследование устойчивости мелкомасштабных возмущений в плазме атмосферы активной области на начальном этапе вспышечного процесса является необходимым условием для решения трех важнейших задач солнечной физики.

1. Изучение турбулентных явлений в атмосфере активной области, прежде всего условий возникновения и динамики развития токовых слоев. Для решения этой задачи следует проанализировать все возможные механизмы неустойчивостей плазмы, т. е. нарастания малых ее возмущений, классифицировать эти неустойчивости, а затем исследовать возможные нелинейные механизмы либо ограничения этих неустойчивостей, либо их развития в турбулентные процессы.

2. Исследование источников и условий генерации различных типов волн в солнечной плазме. Наибольший интерес в этом случае представляют неустойчивости с высокой добротностью, чтобы процесс развития возмущения во времени можно было достаточно надежно идентифицировать как волновой [3]. Подобные процессы могут играть решающую роль в таких явлениях, как распады и слияния волн, а также диссипация энергии (нагрев) в плазме петель, где требование мелкомасштабности неустойчивости эквивалентно условию малости длины волны возмущения по сравнению с наимень-

шим характерным размером петли. В качестве такового при учете дрейфовых движений чаще всего выступает толщина ее поверхностного слоя.

3. Краткосрочный прогноз вспышки в активной области (АО). При этом исследование устойчивости может иметь отношение только к так называемым «казуальным» краткосрочным прогнозам, поскольку они основаны на предположении о наличии определенного объема знаний о причинах вспышки, ее механизме и стадиях ее развития. Этим «казуальные» прогнозы сильно отличаются от «синоптических», основанных на определенной морфологии, т. е. фактически внешнем виде АО перед вспышкой. Кроме того, необходимо отметить, что исследование линейной стадии развития неустойчивости реально может позволить получить только необходимые условия краткосрочного прогноза. В значительной степени это есть следствие используемой концепции исследований [4—9]. Основные положения концепции таковы: а) при исследовании мелкомасштабных волновых возмущений необходимо установить пространственно-временные границы исследуемой области и рассматриваемого процесса. Объектом исследований является отдельно стоящая вспышечная петля в аркаде, причем не весь ее токнесущий контур, а только та его часть, которая соответствует субфотосферным и хромосферным



Инкремент «обратной модифицированной КАВ» $\Gamma_2 = \Gamma_2(z_i, k_*)$ при $\nabla = -3$, $t_{bound} = 4$ и $(\epsilon_R)_{bound} = 1.01 \cdot 10^{-4}$

слоям ($500 \leq h \leq 1500$ км). В этой области магнитное поле петли \mathbf{B}_0 можно считать почти потенциальным, а субдрейсеровское электрическое поле \mathbf{E}_0 — параллельным магнитному. Временные границы определяются продолжительностью начального этапа вспышечного процесса, когда плотность числа высокоэнергичных частиц, захваченных магнитным полем петли после предыдущей вспышки [2, 7, 9] становится исчезающе малой, и влиянием пучков этих частиц на рассматриваемые неустойчивости можно пренебречь [8]. Исследуемый этап берет начало в момент возникновения первой неустойчивости с самым низким порогом возбуждения и заканчивается с возникновением в плазме аномального сопротивления и появлением токовых слоев; б) мелкомасштабные волновые возмущения генерируются вследствие возникновения и развития неустойчивостей на линейной стадии роста возмущения. Длительность стадии определяется величиной инкремента. Причиной неустойчивости является совокупное действие эффектов, связанных с наличием в петлях крупномасштабных электрического и магнитного полей, учетом влияния столкновений заряженных частиц, а также неоднородностей температуры и плотности плазмы; в) при исследовании генерации мелкомасштабных волн в петлях необходимо использовать (прямым или косвенным образом) определенную модель вспышки. В предлагаемой концепции в качестве таковой выступает модель взаимодействующих магнитных потоков Хейвартса — Приста — Рафта [2, 3], модель эквивалентного токового контура петли Степанова — Зайцева [3] и модель «арочной неустойчивости» Спайсера [10]; г) медленнее по сравнению со временем развития неустойчивости изменение амплитуд магнитного и электрического

полей, слабость субдрейсеровского поля и влияние столкновений, а также малость пространственных градиентов плотности и температуры плазмы позволяют реализоваться стационарному сценарию развития неустойчивости, когда равновесные функции распределения электронов и ионов не зависят явным образом от времени; д) при исследовании мелкомасштабных неустойчивостей необходимо учитывать стратификацию плазмы с высотой над уровнем фотосферы. Это означает использование определенного «уравнения состояния» плазмы из определенной полуэмпирической модели атмосферы АО [11]. Наиболее важной количественной характеристикой процесса является амплитуда квазистатического электрического поля E_0 , выраженного в единицах поля Дрейсера E_D . Максимальное значение этой амплитуды $\epsilon_R = \{E_0/E_D\}$ определяется максимально возможным допустимым процентом «убегающих» электронов. Предложенная концепция позволяет исследовать устойчивость плазменных колебаний при скоростях движения электронов относительно ионов, намного меньших электронной тепловой скорости. Эта стадия развития вспышечного процесса ранее не исследовалась. Она предшествует стадии «предвспышечного подогрева» плазмы в теории Хейвартса — Приста — Рафта [2.3]. В рамках предложенной концепции было показано, что в самом начале взаимодействия потоков, когда в плазме доминируют «электронные» столкновения, возникшие неустойчивости генерируют сначала (т. е. по мере возрастания ϵ_R) кинетические альфвеновские и кинетические ионно-звуковые волны на хромосферном участке контура [4], а затем — вторую электронную бернштейновскую гармонику и верхнегибридную волну, — уже на субфотосферном участке токового контура петли [5, 6].

На рисунке представлена поверхность приведенного инкремента $\Gamma_2 = \Gamma_2(z_i, k_R)$ как функция ионного параметра кинетичности $z_i = k_\perp^2 \rho_i^2$ и угла $k_R \equiv k_z/k_\perp$ между направлением распространения волны и магнитным полем $\mathbf{B}_0 \parallel Oz$. Здесь k_z и k_\perp — продольная и поперечная составляющие волнового вектора возмущения, ρ_i — ионный циклотронный радиус, $t \equiv T_e/T_i$ — степень неизотермичности плазмы, а ∇ есть отношение характерных масштабов неоднородностей плотности и температуры в плазме. Индекс «гр» обозначает граничные (пороговые) значения величин, а отрицательные значения k_R свидетельствуют о наличии у кинетической альфвеновской волны (КАВ) составляющей, направленной в сторону фотосферы. Из рисунка хорошо видно, что инкремент Γ_2 «обратной модифицированной КАВ» имеет четко выраженный порог, — он становится из отрицательного положительным при

$t = t_{\text{гр}}, \varepsilon_R = (\varepsilon_R)_{\text{гр}}$ для $z_i > 0.182$ и $k_R < -0.016$ [4]. Данное волновое возмущение обладает высокой добротностью и, согласно «уравнению состояния» F1 MAVN [11], может возникнуть и развиваться в петле на высоте $h = 1459$ км при плотности $n_e = 6.89 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, температуре $T_e = 4.47 \cdot 10^5 \text{ К}$ и амплитуде магнитного поля $|B_0| = 31.3 \text{ Гс}$. В работе [1] на основании анализа временных профилей SXR-излучения двухленточной вспышки 7 октября 1979 г. было установлено, что импульсной фазе предшествует фаза предварительного нагрева. Характер развития вспышки соответствовал сценарию для третьего типа магнитных пересоединений, который предусматривает образование токового слоя на низких высотах в атмосфере Солнца. Было зафиксировано наличие неоднородностей температуры и давления плазмы, перемещавшихся в сторону фотосферы. В отдельных случаях движения имели квазипериодический характер. Здесь следует отметить, что удаленному наблюдателю определить вид плазменной волны в теле петли не представляется возможным, даже учитывая возросший уровень точности наблюдений [2, 3].

Исследования, проведенные в рамках предложенной концепции, показали, что генерация первой квазибернштейновской гармоники на верхнегибридной частоте может считаться своего рода сигналом о возникновении в плазме аномального сопротивления и переходу от «периода электронных столкновений» к «периоду бернштейновской турбулентности». И уже только на фоне этой турбулентности генерируются ионно-звуковые и ленгмюровские волны на все том же субфотосферном участке токового контура петли. Возникновение в определенной последовательности различных типов плазменных неустойчивостей на определенных высотах в атмосфере АО можно рассматривать как необходимое условие краткосрочного прогноза вспышки в аркаде.

1. Аликаева К. В., Кондрашова Н. Н. Возмущение фотосферы в процессе развития солнечной двухленточной вспышки // Кинематика и физика небес. тел.—2006.—22, № 3.—С. 163—172.
2. Алтынцев А. Т., Банин В. Г., Куклин Г. В., Томозов В. М. Солнечные вспышки. — М.: Наука, 1982.—247 с.

3. Зайцев В. В., Степанов А. П., Цап Ю. Т. Некоторые проблемы физики солнечных и звездных вспышек // Кинематика и физика небес. тел.—1994.—10, № 6.—С. 3—31.
4. Кришталь А. Н., Герасименко С. В. Генерация кинетических альвеновских волн в плазме петель в активной области // Космічна наука і технологія.—2004.—10, № 4.—С. 81—91.
5. Кришталь А. Н., Герасименко С. В. Генерация верхнегибридных волн в плазме арочных структур Солнца // Кинематика и физика небес. тел.—2005.—21, № 4.—С. 243—256.
6. Кришталь А. Н., Герасименко С. В. О последовательности появления неустойчивостей плазменных волн в основаниях арочных структур на Солнце на ранних этапах вспышечного процесса // Кинематика и физика небес. тел.—2005.—21, № 5.—С. 352—367.
7. Kryshstal A. N., Gerasimenko S. V. Slow magnetoacoustic-like waves in post-flare loops // Astron. and Astrophys.—2004.—420.—P. 1107—1115.
8. Kryshstal A. N., Gerasimenko S. V. Kinetic Alfvén waves in preflare plasma // Astron. Nachr.—2005.—326, N 1.—P. 52—60.
9. Kryshstal A. N. Low-frequency wave instabilities in a plasma with a quasi-static electric field and weak spatial inhomogeneity // J. Plasma Phys.—2002.—68, N 2.—P. 137—148.
10. Spicer D. F. An unstable arch model of a solar flare // Solar Phys.—1977.—53.—P. 305—344.
11. Vermaza J. E., Avrett E. H., Loeser R. Structure of solar chromosphere. III. Models EUV Grighness components of the quite Sun // Astrophys. J. Suppl. Ser.—1981.—45.—P. 635—725.

SMALL-SCALE INSTABILITIES IN THE PREFLARE LOOP PLASMAS IN ACTIVE REGIONS

A. N. Kryshstal, S. V. Gerasimenko, A. D. Vojtsekhovskaya

Physical conditions for rise and development of different types of plasma instabilities at the origin of a flare process were studied. The main reason of the instability is the summary action of three factors, namely, the existence of quasi-static large-scale electric field in a loop, the influence of the pair Coulomb collisions as well as the influence of the inhomogeneities of plasma temperature and density. The model of interacting magnetic fluxes of Heyvaerts-Priest-Rust and the model of the loop equivalent current circuit of Stepanov-Zaitsev were used as the models of a flare process. The process begins with the rise of the first instability having the lowest threshold of excitation, and the initial stage of the process finishes with the appearance of the current layers. It is shown that adiabatically slow growth of the amplitude of subdreicer electric field in a loop corresponds to the distinct order of the appearance of the definite type of instabilities at the various parts of current circuit. Our results can be considered as the necessary condition for the short-time prediction of the flare in the loop structure.

УДК 523.942-466

Р. И. Костык

Головна астрономічна обсерваторія НАН України, Київ

Волновые движения в необычном образовании солнечной атмосферы

Представлено 25.06.07

Наведено результати досліджень хвильової та конвективної складових полів швидкості та інтенсивності в яскравому фотосферному утворенні (plume), яке рідко спостерігається в сонячній грануляції. Спектральні спостереження проведені в спокійній ділянці поблизу центру сонячного диску на телескопі VTT (о. Тенерифе, Іспанія) в лінії Fe I λ 639.36 нм.

В августе 2001 г. на Германском башенном вакуумном телескопе (VTT), расположенном на о. Тенерифе (Испания), Е. Хоменко были проведены спектральные наблюдения спокойной области вблизи центра солнечного диска в линии нейтрального железа Fe I λ 639.36 нм. Наблюдения продолжались в течение 158 мин. Исследуемая область экспонировалась каждые 10 с. Во время наблюдений дрожание солнечной поверхности на входной щели спектрографа не превышало 0.40".

Следуя стандартной процедуре, все 943 изображений (экспозиций) этой линии мы исправили за темновой ток, изменения прозрачности земной атмосферы во время наблюдений и за неодинаковую

чувствительность отдельных пикселов. С помощью метода «лямбда-метр» [5] для каждого положения вдоль щели спектрометра и для каждого момента времени наблюдений на 11 разных уровнях профиля линии, что соответствует 11 разным высотам в атмосфере Солнца (от 5 до 490 км), мы измерили вариации интенсивности и скорости относительно их средних значений. Просматривая двумерные (положение вдоль щели — время) поля интенсивности, мы обнаружили на высотах $H = 200$ —490 км яркое образование, которое существовало на протяжении всего времени наблюдений.

На рис. 1 приведен общий вид этого образования на высоте $H = 490$ км. Его размеры вдоль щели

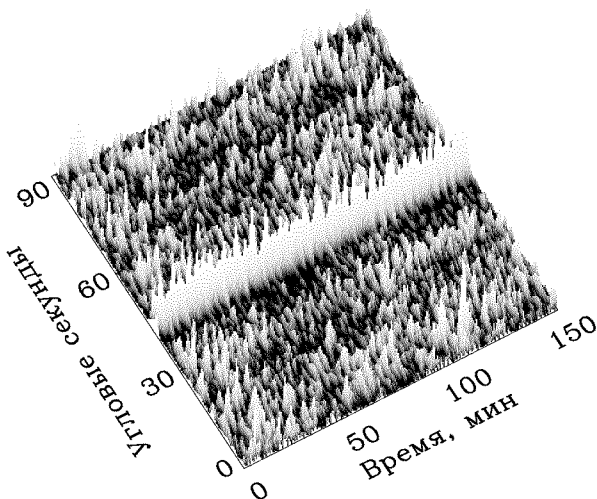


Рис. 1. Необычное яркое образование, наблюдаемое в линии нейтрального железа Fe I λ 639.36 нм в спокойной атмосфере вблизи центра солнечного диска на высоте $H = 490$ км над уровнем образования непрерывного спектра

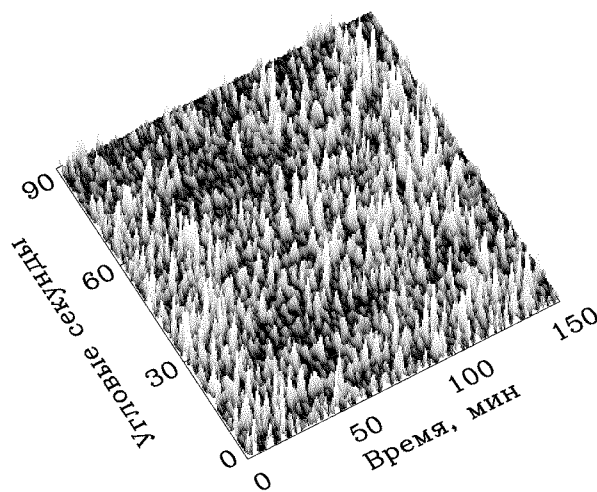


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, но на высоте $H = 5$ км

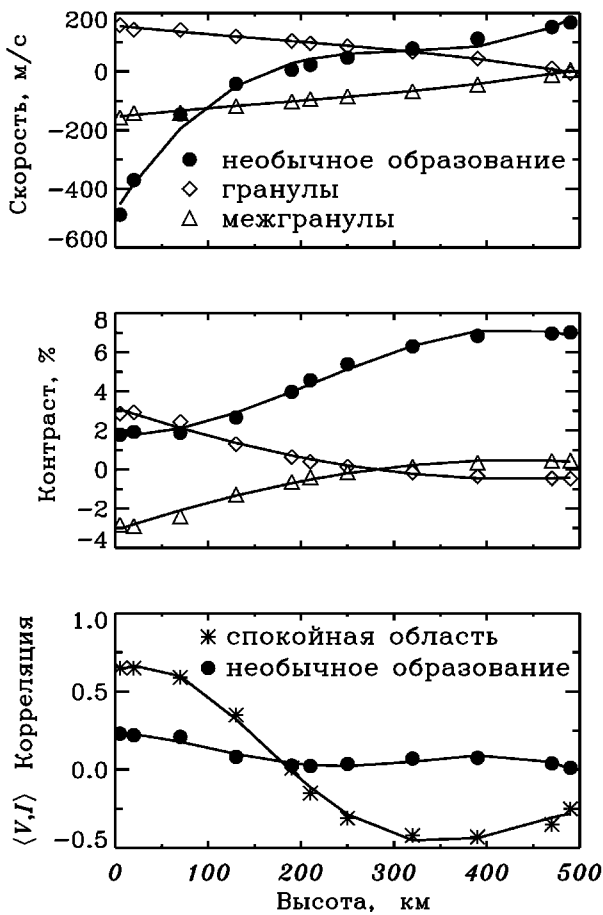


Рис. 3. Скорости (верхняя панель) и интенсивности (средняя панель) конвективных движений в гранулах (ромбы), межгранулах (кружки) и в необычном образовании (треугольники) в зависимости от высоты в солнечной атмосфере. На нижней панели — коэффициент корреляции между направлением скорости и относительным контрастом для спокойной области (звездочки) и для необычного образования (кружки). Средняя квадратичная погрешность приведенных данных составляет 7–10 %

спектрографа составляли 2000–2500 км. Для сравнения на рис. 2 показана та же область на поверхности Солнца, но на высоте $H = 5$ км: яркое образование отсутствует. Мы нашли лишь две статьи, где описываются, на наш взгляд, аналогичные образования. Espagnet et al. [2] называют эти образования «bright sinking plumes». Их относительный контраст увеличивается с высотой и достигает максимума на $H = 250–550$ км, крупномасштабные скорости направлены вглубь фотосферы. Roudier et al. [4], наблюдая plumes в течение 16 мин, приводят величины интенсивности и скорости этих образований на разных высотах в атмосфере и в разные моменты времени наблюдений.

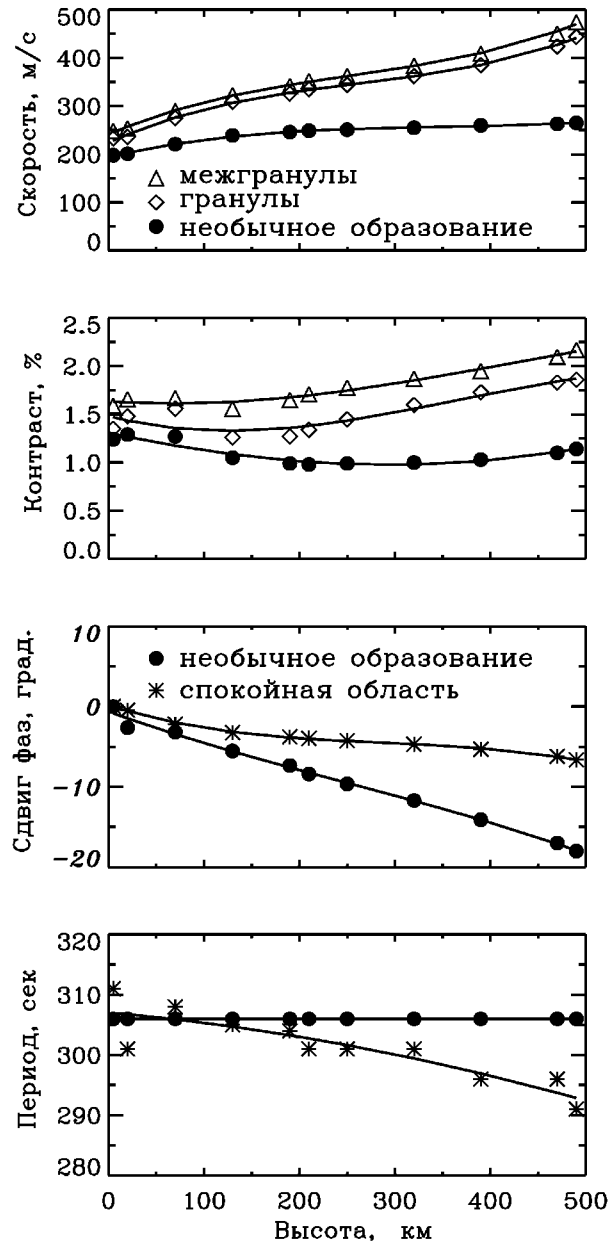


Рис. 4. Усредненные по времени и пространству скорости (верхняя панель) и интенсивности (вторая панель) волновых движений в гранулах (ромбы), межгранулах (треугольники) и необычном ярком образовании (кружки) на разных высотах в атмосфере Солнца. Третья панель — сдвиг фаз между колебаниями скорости на высоте $H = 5$ км и всеми другими высотами в невозмущенной фотосфере (звездочки) и необычном образовании (кружки). На нижней панели показана зависимость периода колебаний волновых движений от высоты в «спокойной» области (звездочки) и для необычного образования (кружки). Среднеквадратичная погрешность приведенных данных составляет 7–10 %

Авторы отмечают значительные нисходящие движения в plumes.

Цель нашей работы подробно исследовать волновые и конвективные поля интенсивности и скорости в plumes на разных высотах в атмосфере Солнца.

Построив диагностическую k - ω -диаграмму, на которой мощность представлена в зависимости от временной (ω) и пространственной (k) частот, мы обнаружили, что в необычном образовании, аналогично спокойной области, присутствуют вариации интенсивности и скорости с периодами вблизи 5 и 10 мин. Как известно, в спокойной области за эти колебания ответственны 5-минутные волны, а также конвекция. Для удобства мы будем называть волновыми и конвективными движениями также и аналогичные колебания в необычном образовании.

В соответствии с диагностической диаграммой мы разделили конвективную и волновую составляющие полей интенсивности и скорости в необычном образовании и в спокойной области. Более подробно эта процедура описана в нашей предыдущей работе [3].

На рис. 3 приведены результаты наблюдений конвективной составляющей полей интенсивности и скорости, усредненные по времени и пространству, отдельно для гранул, межгранул и необычного образования. Мы приняли движения, направленные к наблюдателю, за положительные. На верхней панели нанесены средние квадратичные амплитуды скорости этих образований на разных высотах в атмосфере Солнца. Над гранулами вещество в основном поднимается, а над межгранулами — опускается. В необычном образовании на высотах 5—200 км преобладают нисходящие движения, а выше 200 км — восходящие, причем в отличие от гранул и межгранул, последние движения с высотой увеличиваются.

На средней панели мы сравниваем средние квадратичные амплитуды интенсивности для разных образований в зависимости от высоты. Как и следовало ожидать, контраст гранул и межгранул постепенно уменьшается от уровня образования континуума к уровню температурного минимума. Причем, на высоте около $H = 280$ км вещество над гранулой становится холоднее, чем над межгранулой (более подробно см. [1]). Отметим, что классическое определение понятий гранула и межгранула относится лишь к уровню образования континуума. На всех других высотах такое определение теряет свой первоначальный смысл. Относительный же контраст необычного образования непрерывно увеличивается с высотой. Такое поведение полей интенсивности и скорости в необычном образовании свидетельствует о его неконвективном происхождении. Окончательное подтверждение можно найти

на нижней панели рис. 3, из которого видно, что корреляция между интенсивностью и скоростью не превышает 0.25, а на высотах $H = 100$ —490 км она практически равна нулю.

На рис. 4 на разных высотах в атмосфере Солнца мы сравниваем усредненные по времени и пространству, волновые характеристики необычного образования и спокойной области. Из двух верхних панелей этого рисунка видно, что средние квадратичные амплитуды колебаний интенсивности и скорости в необычном образовании почти не зависят от высоты в солнечной атмосфере, в то время как в спокойной области — увеличиваются в полтора-два раза как над гранулами, так и над межгранулами. Сдвиг фаз между колебаниями скорости на высоте образования континуума и всеми другими высотами показывает (третья панель рис. 4), что волны, как в необычном образовании, так и в спокойной области близки к стоячим и распространяются снизу вверх, однако в необычном образовании сдвиг фаз больше, нежели в невозмущенных участках. Что касается периода колебаний, то в спокойной области, как и следовало ожидать, он незначительно уменьшается с высотой, в то время как в необычном образовании он практически постоянный (нижняя панель рис. 4).

В дальнейшем мы предполагаем определить физические условия в этом необычном фотосферном образовании и сравнить их с условиями в окружающей невозмущенной атмосфере Солнца.

1. Костык Р. И., Шукина Н. Г. Тонкая структура конвективных движений в фотосфере Солнца: наблюдения и теория // Астрон. журн.—2004.—81, № 9.—С. 846—858.
2. Espagnet O., Muller R., Roudier T., et al. Penetration of the solar granulation into the photosphere: height dependence of intensity and velocity fluctuations // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.—1995.—109.—P. 79—108.
3. Khomenko E. V., Kostik R. I., Shchukina N. G. Five-minute oscillations above granules and intergranular lanes // Astron. and Astrophys.—1989.—369.—P. 660—671.
4. Roudier Th., Eibe M. T., Malherbe J. M., et al. Temporal height properties of the exploding granules // Astron. and Astrophys.—2001.—368.—P. 652—661.
5. Stebbins R. S. T., Goode P. R. Waves in the solar photosphere // Solar Phys.—1987.—110.—P. 237—253.

WAVE MOTIONS IN AN EXTRAORDINARY OBSERVED SOLAR PHENOMENON

R. I. Kostik

Flow and wave motions are analysed in a rather rare bright phenomenon (so-called plume) observed in the solar granulation. The spectral observations were made in the iron line Fe I 639.36 nm in a quiet granulation area near the solar disc centre with the German Vacuum Tower telescope in Tenerife.

Ю. Л. Колесник, Б. О. Шахов

Головна астрономічна обсерваторія НАН України, Київ

Поширення космічних променів у просторово-неоднорідному міжпланетному розсіювальному середовищі

Представлено 25.06.07

Розглядається випадок, коли міжпланетне стохастичне магнітне поле моделюється як просторово-неоднорідне розсіювальне середовище з коефіцієнтом дифузії, пропорційним відстані до Сонця. Задача поширення галактичних космічних променів (КП) в такому середовищі розв'язується аналітичним ітераційним методом. Метод базується на малізні ступеня анізотропії КП. Ітераційний розв'язок порівнюється з точним аналітичним розв'язком для неоднорідного середовища, а також з ітераційними розв'язками, що описують різні ефекти поширення КП у геліосфері при залежності параметрів розсіювання від енергії частинок. Показується, що двох ітерацій достатньо для опису інтенсивності КП. Показано також, що в такій моделі інтенсивність КП значно менша біля Сонця, ніж у моделі із сталим у просторі коефіцієнтом дифузії КП.

ВСТУП

Моделювання комплексу явищ так званої «космічної погоди» вимагає наявності точних аналітичних або наближених (з високим ступенем збіжності) аналітичних розв'язків рівнянь переносу (як дифузійних, так і кінетичних) для того, аби мати змогу проводити тестування на цих відносно простих випадках при розрахунках складніших, тому й реалістичніших. Середня за період величина одинадцятирічної варіації галактичних космічних променів (КП) може бути отримана розв'язуванням (при різних розсіювальних властивостях стохастичного міжпланетного магнітного поля) стаціонарної граничної задачі для конвекційно-дифузійного рівняння переносу. Проте можливості отримати такі аналітичні розв'язки дуже обмежені. Чисельні розрахунки не вирішують проблеми, тому що рівняння описуються трьома і більше змінними [8]. Крім того, часто треба мати якісні характеристики процесу і можливість вільно оперувати змінними в аналітичних формулах — велика перевага перед чисельним розрахунком.

Відомі на цей час точні аналітичні методи розв'язку конвекційно-дифузійного рівняння можуть бути застосовані до дуже вузького кола задач, а саме сталого коефіцієнту дифузії космічних променів і сталої швидкості сонячного вітру [2—5, 9].

Спроби розв'язати ці рівняння аналітично не тільки для сталих значень цих параметрів наштовхуються на серйозні математичні труднощі. Тому розвиток нових аналітичних методів рішення дифузійно-конвекційного рівнянь вкрай потрібен.

ПОРІВНЯННЯ КОНЦЕНТРАЦІЇ КОСМІЧНИХ ПРОМЕНІВ, ОТРИМАНОЇ ЗА ДОПОМОГОЮ ТОЧНОГО АНАЛІТИЧНОГО РОЗВ'ЯЗКУ ГРАНИЧНОЇ ЗАДАЧІ ТЕОРІЇ ПОШИРЕННЯ КОСМІЧНИХ ПРОМЕНІВ, З АНАЛІТИЧНИМ ІТЕРАЦІЙНИМ РОЗВ'ЯЗКОМ

У стаціонарному випадку фізика процесу така: сонячний вітер «виносить» із геліосфери галактичні КП, які через дифузю приходять із міжзоряного середовища у міжпланетний простір. Крім того, відбувається зміна енергії часток, обумовлена балансом зустрічних і доганяючих зіткнень часток із рухомими неоднорідностями. В цьому випадку рівняння може бути записане як рівняння нерозривності у фазовому просторі для змінних r , p . Оскільки ми обмежуємось випадком просторової сферичної симетрії і дифузії (ми не цікавимося напрямком імпульсу частки), нам достатньо буде радіальної складової дивергенції, просторової і в імпульсному просторі відповідно.

Отже, рівняння переносу можна подати у вигляді

$$\operatorname{div} j = -\operatorname{div} j_p, \quad (1)$$

де

$$j = -\chi \frac{\partial N}{\partial r} - \frac{p}{3} \frac{\partial N}{\partial p} u$$

— потік КП,

$$j_p = \frac{u \cdot p}{3} \frac{\partial N}{\partial r}$$

— потік у просторі імпульсів.

За розв'язком рівнянь аналітичним ітераційним методом [6] рівняння (1) можна подати у вигляді

$$\operatorname{div} j_n = -\operatorname{div} j_{p_{n-1}}.$$

Метод базується на малізні ступеня анізотропії КП: радіальний потік КП для сферично-симетричного сонячного вітру у всьому об'ємі майже дорівнює нулю, тому розв'язок у першому наближенні знайдеться із умови, що $j_0 = 0$, а перша поправка — із рівняння $\operatorname{div} j_1 = -\operatorname{div} j_{p_0}$. Тоді загальний розв'язок буде мати вигляд $N = N_0 + N_1$, де N_0 , N_1 — перша і друга поправка концентрації КП відповідно. На границі спектр подається у вигляді степеневому закону за повною енергією, що описує як високо- так і низькоенергетичні частинки, а в імпульсних змінних він має вигляд

$$N(r_0, p) = \eta^{-1} (1 + \eta^2)^{-(\gamma+1)/2},$$

де $\eta = p/(m_0 c)$, $\gamma = 2.5$ — показник степеня, r_0 — радіус геліосфери.

Після багатьох перетворень отримаємо ітераційний розв'язок для неоднорідної геліосфери:

$$N_1 = \frac{5}{3} N_0 \left[\left(\frac{r_0}{r} \right) \eta \right] \left(\frac{r}{r_0} - 1 \right) + \frac{10}{3} \int_0^1 \frac{1}{\psi^2} \int_0^\psi N_0 \left[\left(\frac{r \xi}{\psi r_0} \right)^{-1} \eta \right] \xi d\xi d\psi,$$

де

$$N_0 = \eta^{-1} \left(\frac{r}{r_0} \right) \left[1 + \eta^2 \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 \right]^{-(\gamma+1)/2}.$$

Ефективність даного ітераційного методу можна перевірити з точним аналітичним розв'язком для випадку неоднорідної геліосфери, який можна отримати за допомогою перетворень Меліна [7], для однорідної геліосфери ефективність методу перевірялась в роботі [6] для порівняння з отриманими в статті результатами приведені нижче на графіках результати роботи [6]:

— для високоенергетичних частинок ($\eta \geq 1$):

$$N = \sum_{n=0}^{\infty} C_{-\frac{(\gamma+1)}{2}}^n \eta^{-\gamma-2-2n} \left(\frac{r}{r_0} \right)^{1/2+\sqrt{1/4+2(\gamma+2+2n)}};$$

— для низькоенергетичних частинок ($\eta < 1$)

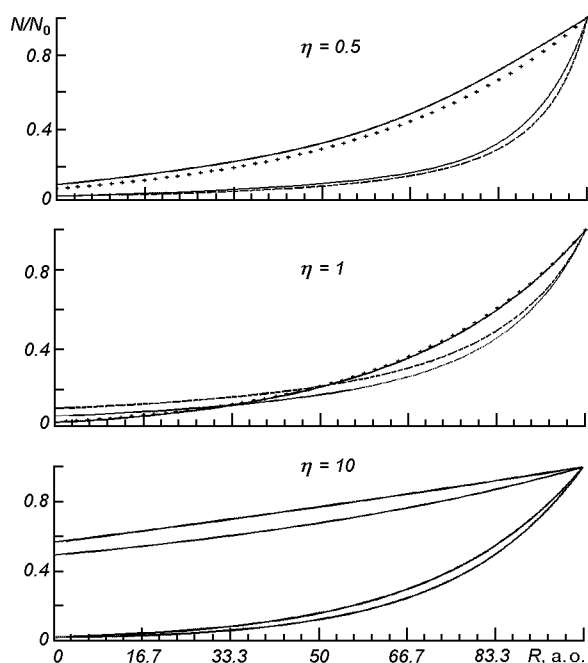
$$\begin{aligned} N = & \frac{1}{2} \sum_{n=0}^{\infty} C_{-\frac{(\gamma+1)}{2}}^n \eta^{2n-1} \left[\left(\frac{r}{r_0} \right)^{1/2+\sqrt{1/4+2(1-2n)}} \times \right. \\ & \times \operatorname{erf} \left(\sqrt{\frac{\ln(\eta^{-1})}{2}} \sqrt{\frac{1}{4} + 2(1-2n)} - \right. \\ & \left. \sqrt{\frac{1}{2\ln(\eta^{-1})}} \ln \left(\frac{r_0}{r} \right) \right) - \left(\frac{r}{r_0} \right)^{1/2+\sqrt{1/4+2(1-2n)}} \times \\ & \times \operatorname{erf} \left(\sqrt{\frac{\ln(\eta^{-1})}{2}} \sqrt{\frac{1}{4} + 2(1-2n)} + \right. \\ & \left. \sqrt{\frac{1}{2\ln(\eta^{-1})}} \ln \left(\frac{r_0}{r} \right) \right) + \left(\frac{r}{r_0} \right)^{1/2+\sqrt{1/4+2(1-2n)}} + \\ & \left. + \left(\frac{r}{r_0} \right)^{1/2-\sqrt{1/4+2(1-2n)}} \right] + \\ & + \frac{1}{2} \sum_{m=0}^{\infty} C_{-\frac{(\gamma+1)}{2}}^m \eta^{-\gamma-2-2m} \left[- \left(\frac{r}{r_0} \right)^{1/2+\sqrt{1/4+2(\gamma+2+2m)}} \times \right. \\ & \times \operatorname{erf} \left(\sqrt{\frac{\ln(\eta^{-1})}{2}} \sqrt{\frac{1}{4} + 2(\gamma+2+2m)} - \right. \\ & \left. - \sqrt{\frac{1}{2\ln(\eta^{-1})}} \ln \left(\frac{r_0}{r} \right) \right) + \left(\frac{r}{r_0} \right)^{1/2-\sqrt{1/4+2(\gamma+2+2m)}} \times \\ & \times \operatorname{erf} \left(\sqrt{\frac{\ln(\eta^{-1})}{2}} \sqrt{\frac{1}{4} + 2(\gamma+2+2m)} + \right. \\ & \left. \sqrt{\frac{1}{2\ln(\eta^{-1})}} \ln \left(\frac{r_0}{r} \right) \right) + \left(\frac{r}{r_0} \right)^{1/2+\sqrt{1/4+2(\gamma+2+2m)}} - \\ & \left. - \left(\frac{r}{r_0} \right)^{1/2-\sqrt{1/4+2(\gamma+2+2m)}} \right]. \end{aligned}$$

Тут $\operatorname{erf}(x)$ — інтеграл ймовірностей [1].

Коли $r \rightarrow 0$, то і інтенсивність також прямує до нуля, на відміну від випадку просторово-однорідного середовища [3, 6]. Як видно, аналітичний розв'язок для випадку просторово-неоднорідного розсіювального середовища є досить громіздким, особливо для випадку концентрації КП для низькоенергетичних частинок. Порівняння даного аналітичного ітераційного розв'язку з точним аналітичним розв'язком для неоднорідного середовища, а також з ітераційними розв'язками, що описують ефекти поширення КП у геліосфері при наявності залежності коефіцієнта дифузії від енергії, проілюстровано на рисунку.

ВИСНОВКИ

Концентрація КП, отримана за допомогою ітераційного методу, де враховано всього дві поправки



Залежність концентрації КП нормованої до концентрації на межі геліосфери (N/N_0) від геліоцентричної відстані R (для випадків $\rho/(m_0c) = 0.5, 1, 10$)

розв'язку дифузійно-конвекційного рівняння, майже не відрізняється від концентрації КП, отриманої аналітично. Розв'язок, отриманий цим методом може бути застосований замість точного розв'язку для неоднорідної геліосфери.

Ітераційний метод можна застосувати для більш складних задач, там де аналітичний розв'язок отримати неможливо.

В моделі просторово-неоднорідного розсіювального середовища передбачається значне зниження інтенсивності КП, на відміну від моделі з просторово-однорідним коефіцієнтом дифузії.

1. Абрамовиц М., Стиган И. Справочник по специальным функциям. — М.: Наука, 1979.—830 с.
2. Долгинов А. З., Топтыгин И. Н. О диффузии космических частиц в межпланетной среде // Геомагнетизм и аэронавигация.—1967.—7, № 6.—С. 967—973.
3. Долгинов А. З., Топтыгин И. Н. Теория движения космических частиц в межпланетных магнитных полях // Труды пятой Всесоюзной школы по космофизике. — Апатиты: Изд-во Кольского филиала АН СССР, 1968.—С. 167—182.
4. Дорман Л. И. Экспериментальные и теоретические основы астрофизики космических лучей. — М.: Наука, 1975.—462 с.
5. Топтыгин И. Н. Космические лучи в межпланетных магнитных полях. — М.: Наука, 1983.—302 с.
6. Шахов Б. А., Колесник Ю. Л. Итерационный метод решения краевых задач теории распространения космических лучей // Кинематика и физика небес. тел.—2006.—22, № 2.—С. 101—108.
7. Dorman L. I., Fedorov Yu. I., Katz M. E., et al. Variations of the cosmic rays' energy in the interplanetary space // Astrophys. and Space Sci.—1983.—94.—P. 43—95,
8. Goldstein M. L., Fisk L. A., Ramaty R. Energy loss of cosmic rays in the interplanetary medium // Phys. Rev. Lett.—1970.—25, N 12.—P. 832—838.
9. Webb G. M. Monoenergetic-source solutions of the steady-state cosmic ray equation of transport // Astrophys. and Space Sci.—1977.—50.—P. 349—360.

COSMIC RAY PROPAGATION IN THE SPATIALLY INHOMOGENEOUS INTERPLANETARY SCATTERING MEDIUM

Yu. L. Kolesnyk, B. A. Shakhov

The case when the interplanetary stochastic magnetic field is modeled as a spatially inhomogeneous scattering medium with the diffusion coefficient proportional to distance to the Sun. Galactic cosmic ray (CR) propagation problem in a medium of this sort is solved by the iteration method. The iteration solution is compared with exact analytical solution for inhomogeneous medium and also with iteration solutions to describe the different CR propagation effects in heliosphere when the scattering parameters depend on the particle energy. It is demonstrated that two iterations are sufficient to describe CR intensity. It is shown that CR intensity near the Sun is significantly smaller for this model than for the model with CR diffusion coefficient constant in space.