Uzbek Journal of Physics

Vol.22(№2) 2020 PP.67-78

ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ ТОКОВОЙ МОДЕЛИ КОРОНАЛЬНЫХ ЯРКИХ ТОЧЕК

И.А. Ибрагимов, Е.П. Миненко

Астрономический институт АН РУз, 100052 Ташкент, Узбекистан, info@astrin.uz
(Получена 16.12.2019)

Қуёш тожида токли тизимлар (ҚТТ)нинг ўзаро таъсири асосида тож ёруғ нуқталари (ТЁН) пайдо бўлишининг феноменологик модели таклиф қилинган. Модел асосида ТЁН билан боғлиқ кузатув маълумотлари, шунингдек электродинамиканинг асосий қонунлари ва плазма физикаси соҳасидаги лаборатория экспериментлар натижалари келтирилган. ҚТТ ўзаро таъсири ва ҳосил бўлишида содир бўлувчи физик жараёнлар кетма кетлигининг сифатий манзараси қисқача қараб чиқилган. Плазма ривожланиши ва МГД-нотурғунлик сабабли ҚТТ соҳасида плазманинг локал қизиши ва радионурланиш ҳосил бўлишининг принципиал имкониятлари кўрсатилган, бу ТЁН ҳодисаси сифатида баҳоланиши мумкин. Таклиф этилаётган модел доирасида энергия ажралиши ва яшаш вақтларини сонли баҳолаш олиб борилди, бу эса ТЁН бўйича кузатиш маълумотлари билан яхши мос келади.

Предложена феноменологическая модель образования корональных ярких точек (КЯТ) как результат взаимодействия токовых систем в солнечной короне (КТС). В основу модели положены наблюдательные данные, связанные с КЯТ, а также базовые законы электродинамики и результаты лабораторных экспериментов в области физики плазмы. Кратко рассмотрена качественная картина последовательности физических процессов, происходящих при образовании и взаимодействии КТС. Показана принципиальная возможность локального нагрева плазмы и генерации радиоизлучения в области взаимодействия КТС за счет развития плазменных и МГД неустойчивостей, что может быть интерпретировано как феномен КЯТ. В рамках модели проведены численные оценки энерговыделения и времени жизни, которые находятся в хорошем согласии с наблюдательными данными по КЯТ.

A phenomenological model of coronal bright points (CBP) as a result of the interaction of current systems in the solar corona (CTS) was proposed. The model is based on observational data related to the CBP, as well as on the basic laws of electrodynamics and the results of laboratory experiments in plasma physics. A qualitative picture of the sequence of physical processes taking place during the formation and interaction of CTS is briefly considered. It is proposed that local plasma heating and radio generation in the field of CTS interaction due to the development of plasma and MGD instabilities can be interpreted as a phenomenon of CBP. In a frame of the model the preliminary numerical estimates of energy output and life time were carried out that are in good agreement with the observational data on CBP.

I. ВВЕДЕНИЕ

Корональные яркие точки **(**КЯТ) представляют собой динамичные образования нижней короны Солнца, наблюдаемые уже более полувека космическими обсерваториями в рентгеновском, ультрафиолетовом и радиодиапазонах спектра. Эти мелкомасштабные точечные образования регистрируются на всех широтах солнечного диска, включая полярные области, корональные дыры, области активного и спокойного Солнца. Диапазон наблюдаемой формы КЯТ достаточно широк и варьируется от единичных точечных или петлеобразных структур до комплексных образований (группа небольших петель, точек и т.д.). Как правило, КЯТ имеют размер порядка 20″– 30″ угловых секунд (arsec) и среднее время жизни

от нескольких часов до двух суток [1-3]. Но с увеличением качества разрешения отмечены КЯТ, минимальный размер которых 5″, а время жизни менее 20 мин, в среднем 12 мин [4, 5]. Температура КЯТ колеблется от 1.2 МК до 3.44 МК [2, 6]. Следует отметить, что при определении базовых параметров КЯТ (размер, время жизни, наблюдаемая форма и т.д.) существенную роль играет температурная линия, используемая для идентификации последних. К примеру, КЯТ с более длительным временем жизни регистрируются в более низких температурных линиях [7]. Обычно КЯТ возникают вдоль границ ячеек супергрануляционной сетки [8]. Наблюдаемый рост интенсивности в тепловой части рентгеновского спектра показал, что в стадии развития угловые размеры КЯТ увеличиваются со средней скоростью 5" в час или 1 км/с, близкой по значению горизонтальной скорости супергранулирующих ячеек [2], что указывает на сильную связь КЯТ с эволюцией супергранулярных потоков. Происхождение КЯТ связывают с мелкомасштабными фотосферными магнитными полями (около 10–20" в диаметре) со средним суммарным магнитным потоком порядка 10^{19}–10^{20} Мкс (Максвел) [2, 3].

На большинстве современных магнитограмм высокого разрешения, SDO/HMI, SOHO/MDI, SOLIS/VSM (Solar Dynamics Observatory/Helioseismic and Magnetic Imager, SOHO/Michelson Doppler Imager, Synoptic Optical Long-term Investigations of the Sun/Vector Spectromagnetograph, [9-11]), магнитное поле в верхней атмосфере Солнца, в том числе и в короне, представляется в виде совокупности очень малых образований с характерным размером вплоть до одной угловой секунды (предел разрешения), что соответствует линейному размеру на Солнце в 700 км. Вполне вероятно, что сверхтонкая структура полей и токов имеет еще меньший масштаб и является фрактальной [12]. Эта идея была высказана почти 20 лет назад, частично подтверждена наблюдениями, но пока не нашла достаточного внимания.

Было обнаружено, что эволюция некоторых КЯТ сопровождается импульсными изменениями интенсивности, которые часто оказываются квазипериодическими с периодом от нескольких минут до нескольких часов. В этом плане они похожи на очень слабые вспышки, поэтому имеется достаточно много работ, в которых разрабатываются модели КЯТ на основе механизма так называемого пересоединения магнитных силовых линий. Теоретическое моделирование в рамках данного механизма изменялось и дорабатывалось, следуя этапам наблюдений за КЯТ, в итоге превратив аналитический анализ сначала в 1D, впоследствии в 2D, 2.5D и, наконец, 3D МГД модели [13-15]. Эти модели хорошо согласуются с наблюдаемой морфологией, вносят важный вклад в углубление знаний о возможных механизмах нагрева плазмы в корональных петлях небольшого масштаба, однако они чисто геометрические и не делают, к примеру, предсказаний относительно выделяемой энергии. Отметим, что сама теория магнитного пересоединения имеет определенные трудности и внутренние противоречия.

II. МОДЕЛЬ МАГНИТНОГО ПЕРЕСОЕДИНЕНИЯ

В настоящее время общепринято считать, что источником энергии для активных скоротечных процессов в солнечной атмосфере (солнечных вспышек, корональных ярких точек, спреев, спикул, корональных выбросов и т.д.) являются магнитные поля активных областей и мелкомасштабных магнитных неоднородностей. Диссипация энергии магнитного поля в другие виды – тепловую,

плазменной турбулентности, ускоренных частиц, коллективных движений и потоков плазмы, может происходить только в местах локализации электрического тока. Следовательно, такие области энерговыделения должны иметь повышенную плотность тока. Предполагается, что в этих областях возникают различные плазменные конфигурации с сильным электрическим током, и эта идея является основой для так называемых токовых моделей солнечных вспышек. Рассмотрим кратко физику этого процесса в модели применительно к солнечным вспышкам, которая является на сегодняшний день наиболее разработанной.

Одним из первых такую модель для солнечных вспышек разработал Сыроватский [16]. В этой модели токовый слой может возникнуть в магнитной конфигурации с особой Х-линией при эволюции потенциальных источников магнитного поля – перемещение пятен в фотосфере, выход новой магнитной трубки и т.д. Предполагается, что Х-линия или сепаратор образуется в сложных мультипольных магнитных полях в активных областях Солнца. Случай для квадрупольной конфигурации магнитных полей приведен на рис. 1.

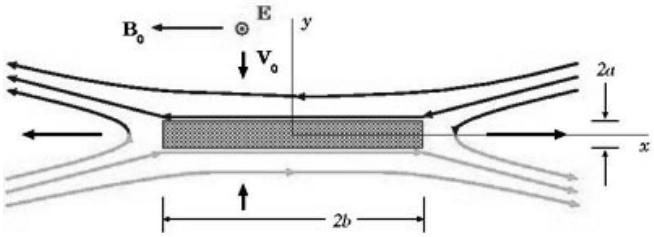


Рис. 1. Формирование токового слоя вдоль нулевой линии Х-типа.

Медленные перемещения источников потенциального магнитного поля приводят к появлению индукционного электрического поля, направленного перпендикулярно линиям магнитного поля (или плоскости рисунка). Дрейф плазмы в скрещенных полях $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{B}$ приводит к появлению тока вдоль Х-линии, а из-за несимметричности движения источников магнитного поля формируется плоский токовый слой. В этом токовом слое происходит непрерывное выделение энергии за счет диссипации магнитного поля, втекающего в слой вместе с плазмой. Поэтому такой процесс еще называют пересоединением двух внешних потенциальных магнитных полей противоположного направления при их сближении. Резкое возрастание мощности энерговыделения, или взрывную фазу вспышки, связывают с развитием различного вида плазменных неустойчивостей в токовом слое. Энергию токового слоя W_{TC} можно оценить по формуле произведения плотности энергии втекаемого потока магнитного поля на его объем [17]:

$$W_{TC} = \frac{B^2 l b^2}{8\pi} \times \ln \frac{l}{B}, \qquad (1)$$

где l – длина токового слоя 10^{10} см, B – магнитное поле на границе слоя 100–300 Гс, b – ширина слоя 7×10^8 см. Для таких параметров токового слоя полное энерговыделение составит $W \leq 10^{32}$ эрг, что по порядку величины совпадает с энергией мощных вспышек.

Реализация магнитной конфигурации в атмосфере Солнца для создания особых нулевых линий и последующего развития токового слоя требует набора специфических условий: двух дрейфующих в определённых направлениях

источников потенциального магнитного поля с близкой по величине, но противоположной по направлению магнитной индукцией, причем условия для Х-линии должны сохраняться на масштабе $l = 10^{10}$ см, чтобы мог сформироваться протяженный токовый слой.

За прошедшее время разработано множество подобных моделей для солнечных вспышек, связанных с образованием и последующей диссипацией токового слоя [18]. Недавно появились наблюдательные доказательства наличия электрических токов в активных областях [19], что в определенной мере является аргументом в пользу токовых моделей солнечных вспышек. Поэтому возникло естественное стремление использовать модель токового слоя также в качестве механизма для объяснения КЯТ.

Однако следует заметить, что подобные физические модели возникновения токового слоя при взаимодействии потенциальных магнитных полей и последующего пересоединения магнитных силовых линий имеют серьезные трудности. Во-первых, фотосферные магнитные поля на Солнце достаточно редко имеют конфигурацию для создания достаточно протяженных токовых слоев в данном механизме. На рис. 2 приведено изображение мощной солнечной вспышки, где хорошо заметно, что магнитные трубки в солнечной короне имеют форму достаточно узких изогнутых волокон в виде отдельных арок или их системы (аркад) с характерным диаметром $d = 10^7$ см. Для подобных структур формирование плоского токового слоя с приведенными выше параметрами, в котором может быть запасена достаточная энергия для вспышки, не представляется возможным. Чисто визуально данное событие больше похоже на межвитковое замыкание гигантского соленоида с током.

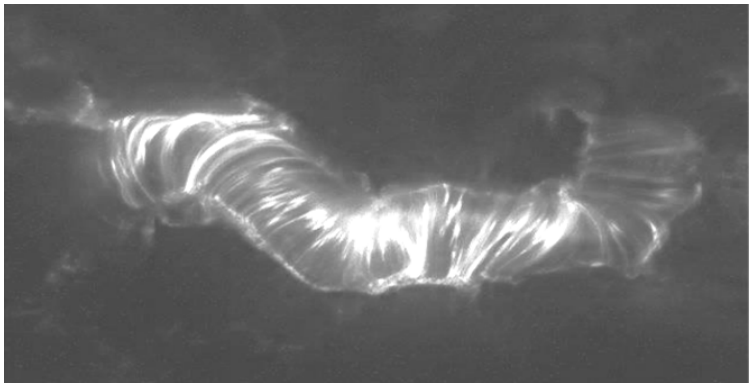


Рис. 2. Изображение мощной солнечной вспышки 14 июля 2000г. «День Бастилии» в линиях крайнего ультрафиолета 171 Å и 195 Å [20].

Во-вторых, во всех лабораторных экспериментах по исследованию формирования и динамики токового слоя в квадрупольной магнитной конфигурации первичный разряд создавался не за счет индукции, вызываемой изменением магнитных полей, а внешним импульсным источником тока (см. [21] и ссылки в этой работе). Поэтому подобное лабораторное моделирование с точки зрения первичного накопления энергии в солнечных вспышках не является адекватным, хотя результаты экспериментальных исследований по физике токового слоя являются весьма полезными при анализе процессов в активной фазе вспышек.

Но главная сложность заключается в том, что сама концепция пересоединения магнитных полей вызывает серьёзную критику, например, основоположника космической электродинамики Альвена [22]. Как хорошо известно, если в токовой системе происходят изменения, меняется и форма линий магнитного поля, но понятие перемещений магнитных силовых линий является бессмысленным. Наблюдаемое магнитное поле, выходящее на поверхность Солнца в виде локальной магнитной силовой трубки, создаётся токами внутри и на границах этой трубки (а не наоборот) и может распространяться в окружающее пространство только двумя способами. 1). Вытесняя окружающую плазму за счет своего магнитного давления, без проникновения магнитного поля силовой трубки в подвижные элементы внешней среды. Что, естественно, не приводит в возникновению индукционного электрического поля **E** и соответствующего приграничного тока. 2). Непосредственно проникая в окружающую среду за счет диффузии магнитного поля, обусловленной конечной проводимостью плазмы. Толщину скин-слоя (глубины диффузии) δ можно оценить по известной формуле [23]:

$$\delta = c^2\tau / 4\pi\sigma b . \qquad (2)$$

Проводимость σ слабо зависит от плотности среды и пропорциональна $T^{3/2}$. Для солнечной фотосферы ($T \approx 6\times10^3$ К) $\sigma_\Phi = 10^{13}$ с$^{-1}$ (СГСЭ), для короны ($T \approx 10^6$ К) $\sigma_к = (1–7)\times10^{15}$ с$^{-1}$ (для сравнения, проводимость меди составляет 10^{17} сек$^{-1}$), b – полуширина токового слоя (см. рис. 1), τ – время процесса, c – скорость света, что дает значение для δ около 10 см в сутки – это ничтожно малая величина по сравнению с характерными размерами активных образований. Таким образом, второй способ также не может обеспечить быстрой конвертации энергии тока (и соответствующего магнитного поля трубки) в виды энергии, характерные для вспышек или КЯТ – тепловую, рентгеновского излучения, ускоренных частиц, ударных волн и т.д.

Поэтому многие космические плазменные явления следует описывать только с использованием явного выражения для плотности тока, поскольку источником магнитного поля является электрический ток. Одна из таких первых токовых моделей применительно к анализу микроволнового и рентгеновского излучения вспышечных арок (магнитных петель) была рассмотрена еще в [24]. В данной модели источником энергии для ускорения частиц и нагрева плазмы является непотенциальная часть магнитной энергии, которая связана с протекающим внутри петли электрическим током, генерируемым в основаниях петель за счет конвективного движения намагниченной атмосферной плазмы.

Перевод описания плазменных явлений с языка магнитных полей на язык токов осуществляется с помощью первого уравнения Максвелла, смысл которого заключается в том, что электрический ток и изменение электрического поля (индукции) порождают вихревое магнитное поле, имеющее замкнутые силовые линии:

$$\mathrm{rot}H = \frac{4\pi j}{c} + \frac{1}{c}\frac{\partial E}{\partial t} . \qquad (3)$$

К явлениям, которые необходимо описывать на языке токов, относится большинство плазменных космических процессов взрывного типа, в частности, солнечные вспышки и, по-видимому, корональные яркие точки.

III. ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ ТОКОВАЯ МОДЕЛЬ ОБРАЗОВАНИЯ КЯТ

Учитывая сказанное выше, мы предлагаем в качестве возможного механизма образования корональных ярких точек рассмотреть процесс взаимодействия токовых систем, которые образуются в короне при подъеме мелкомасштабных магнитных неоднородностей из более глубоких слоев солнечной атмосферы. В первом приближении будет рассмотрена качественная (феноменологическая) картина физических процессов в данной модели и проведены оценочные расчеты её основных параметров. Подчеркнём, что для предварительного анализа нашей модели нет никакого смысла проводить точные расчеты в рамках магнитно-гидродинамической (МГД) теории, поскольку наблюдаемые параметры различных КЯТ – размеры, энергия, время жизни – отличаются более, чем на порядок. В основу предлагаемой модели положены только наблюдательные данные, связанные с КЯТ, а также базовые законы электродинамики и результаты лабораторных экспериментов в области физики плазмы.

1) Солнечную корону можно с хорошей точностью считать находящейся в состоянии гидростатического равновесия вплоть до высот порядка одного радиуса Солнца. Для количественных расчетов и оценок мы будем использовать наиболее надежную и проработанную полуэмпирическую AL-модель фотосферы, хромосферы и короны Солнца Авретта-Лоезера [25].

2) Вариации и движение источников потенциальных фотосферных магнитных полей приводят к генерации токов, протекающих в короне по замкнутым контурам. Это является следствием второго уравнения Максвелла – изменяющееся локальное магнитное поле в атмосфере Солнца, обусловленное его всплытием из-под фотосферы, порождает вихревое электрическое поле:

$$\mathrm{rot}E = -\frac{1}{c}\frac{\partial B}{\partial t}. \tag{4}$$

Индуцируемое вихревое (замкнутое) поле E приводит к появлению электрического тока в контуре, огибающем область измененного магнитного поля. Полная энергия магнитного поля W_B в объеме, охватываемом контуром, равна энергии электрического тока в контуре:

$$W_B = LI^2/2, \tag{5}$$

где L – индуктивность контура, I – протекающий в нем ток.

По иному этот процесс можно трактовать как всплытие в корону условной «катушки» (или её части) с током и магнитным полем, создаваемым этим током. Как отмечено выше, проводимость плазмы в короне почти на 2–3 порядка превосходит фотосферную, т.е. корона практически является сверхпроводником по сравнению с фотосферой, поэтому будет иметь место аналог частичного эффекта Мейснера – магнитное поле будет вытесняться из объема «катушки». Это означает, что вокруг всплывающего магнитного поля в переходном слое, а затем в короне возникают поверхностные токи в виде замкнутых контуров, направленные таким образом, чтобы ослабить первичное фотосферное потенциальное магнитное поле (рис. 3). Этот своеобразный трансформатор может передать значительную часть энергии потенциального поля в индуцируемый токовый контур.

3) Контуры (проводники в виде трубок с продольным и спиральным током и полем) могут иметь сложную трехмерную форму, но результатом действия будет примерно дипольное магнитное поле. Как известно из классической электродина-

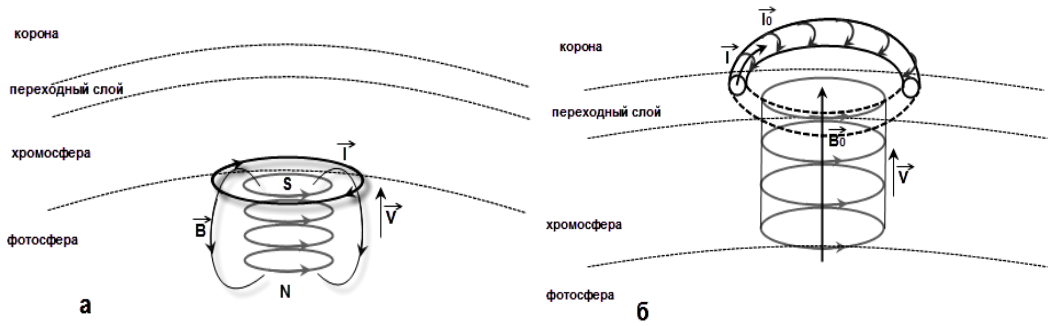


Рис. 3. Схематично изображено всплытие КТС в атмосфере Солнца.

мики, мультипольные составляющие (квадрупольные и более высокого порядка) дают слабый вклад и убывают с расстоянием как R^{-4} или быстрее. Поэтому для простоты в первом приближении контур тока можно считать кольцом и рассматривать его в 2D геометрии как плоскую катушку с током. За счет радиального движения вытекающей плазмы (аналог эффекта Эвершеда для солнечных пятен [26]) будет формироваться полоидальный компонент тока, т.е. контур будет представлять собой замкнутую трубку с продольным и спиральным токами. Условимся обозначать их термином КТС – корональные токовые системы (или просто контур). Образование, устойчивость и диссипация подобных замкнутых токовых структур в виде колец или торов для случая бессилового магнитного поля рассмотрена, например, в работе [27].

4) Для количественных оценок выберем средние (ближе к минимальным) наблюдаемые значения размеров и индукции локальных магнитных неоднородностей и параметров нижней короны: размер 5" (порядка 3500 км), что соответствует длине контура $l_к \approx 10^9$ см, $B \approx 10$ Гс, $n_e \approx 10^8$ см$^{-3}$ – концентрация электронов, приблизительно равная концентрации протонов, поскольку солнечная плазма на 90% состоит из водорода и в короне практически полностью ионизована, $T \approx 10^6$ K – температура фоновой (окружающей токовый контур) плазмы, одинаковая для электронной и ионной компонентов.

5) Размер сечения (толщину) поверхностного слоя, по которому протекает ток в КТС можно оценить из следующих соображений. Вследствие конечной проводимости солнечной плазмы толщина слоя будет определяться диффузией магнитного поля по формуле (2). Для расчета в качестве оценки представляется разумным выбрать толщину слоя b, равной интервалу высот $\Delta h \approx 4\times10^6$ см в переходном слое солнечной атмосферы, на котором температура возрастает с 6000 K (степень ионизации 10^{-2}) до 2×10^4 K, где плазма становится полностью ионизованной [25]. Для выбранных значений параметров, входящих в формулу (2), и характерной длительности процесса 10^5 с, глубина диффузии (толщина токового слоя) составит $\delta \approx 2$ км. Это очень приблизительная оценка, поскольку для более точного расчета необходимо решить сложную МГД задачу с учетом магнитной вязкости, градиентов температуры, плотности и степени ионизации плазмы, возбуждений токов Холла и т.д., что выходит за рамки данной работы. Но учитывая, что сами начальные и граничные условия являются неопределенными с точностью до порядка величин, для качественного рассмотрения предлагаемой модели таких предварительных оценок будет достаточно.

Время затухания тока в контуре индуктивностью L за счет потерь на сопротивлении R можно оценить, разделив полную энергию тока на мощность джоулевых потерь: $t = (LI^2/2)/RI^2 = L/2R$. Для приведенных выше характерных размеров активных образований, где длина $l_к \approx 10^9$ см и проводимость плазмы в нижней короне σ равна 10^{15} с$^{-1}$, сопротивление R порядка 10^{-9} Ом, индуктивность контура $L = \mu_0 r_k \left(\ln(8r_k / r_{сл}) - 1.75\right) \approx 10^3$ Гн, а время затухания тока составит $t \approx 5\times10^{12}$ сек (свыше 15 тысяч лет!). Из этого можно сделать вывод, что за диссипацию тока ответственны другие механизмы, чем просто джоулевы потери. Величина тока I, оцениваемая по формуле (5), для выбранных параметров составит 5×10^8 А, что отвечает полной энергии тока или магнитного поля: $W_B \approx 10^{20}$ Дж = 10^{27} эрг. Данная величина достаточно хорошо совпадает со средней энергией, выделяемой в большинстве КЯТ (в среднем эта величина составляет $\approx5\times10^{26}$ эрг [28]). Но следует отметить, что некоторые из них имеют мощности на порядки отличающиеся (как в большую, так и в меньшую сторону).

6) Возможно несколько сценариев дальнейшего развития процесса. Оценим токовую скорость электронов v_{Ie} в КТС для рассмотренного выше случая: $v_{Ie}=I/Sne \approx 1.5\times10^8$ см/с, что несколько меньше тепловой скорости электронов $v_{Te}\approx4.5\times10^8$ см/с при $T=10^6$ K. В случае, если в КТС будут реализованы условия, при которых токовая скорость электронов будет превышать тепловую, в токовом слое контура начнется развитие плазменных кинетических и МГД-неустойчивостей, которые приведут к быстрой диссипации энергии тока в КТС, что может являться причиной возникновения КЯТ вблизи однополярной магнитной структуры. Ниже физика этого процесса будет рассмотрена более подробно.

На рис. 4 показан случай всплывающего биполя, в котором индуцируются два контура с противоположным направлением токов и соответственно магнитных полей.

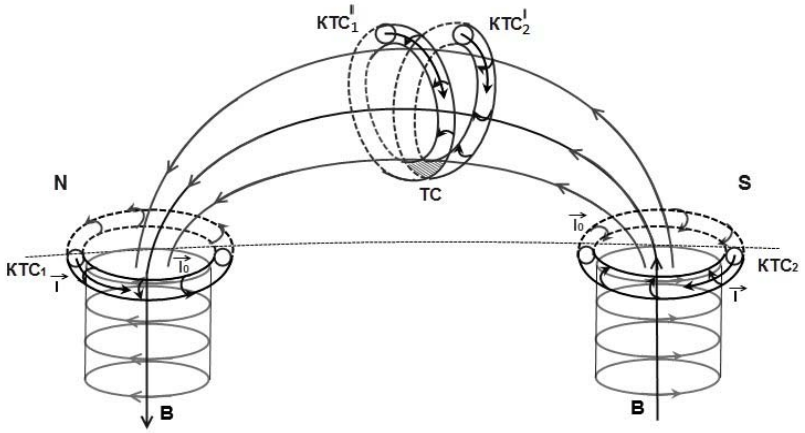


Рис. 4. Всплытие биполярной структуры, формирующей два контура с противоположно направленными линиями токов и магнитных полей.

На каждый контур со стороны потенциального поля действует выталкивающая сила $F_m = P_m(\partial B/\partial r)\cos\alpha$, где $P_m=IS$ – магнитный момент КТС, α – угол между

векторами B и P_m. Эта сила направлена вверх, в сторону уменьшения потенциального магнитного поля. Контуры с током перемещаются также и в горизонтальном направлении вследствие кривизны линий потенциального поля. Деформация их формы незначительна из-за малого газокинетического давления плазмы $B^2 / 8\pi >> 2nkT_K$ (коэффициент 2 учитывает давление электронов и протонов), следовательно, ток в контуре и магнитный поток через него меняются достаточно медленно. Это соответствует наблюдательному факту: среднее время существования мелкомасштабных полей и биполей в солнечной атмосфере составляет несколько суток. Две КТС сближаются и начинают взаимодействовать, причем сила взаимодействия токов убывает как r^{-1}, т.е. является достаточно малой величиной для большей части контуров, кроме близко расположенных участков.

7) В области взаимодействия, где отрезки дуг сблизившихся КТС совпадают, параллельные токи контуров складываются, образуя суммарный токовый слой. Размер этой области $\Delta l_к$ зависит от конкретной формы контуров, их ориентации и относительной скорости движения, поэтому этот параметр является свободным. Важно отметить, что этот параметр не влияет на физику процессов, рассматриваемых в данной модели, и не определяет энергетику КЯТ в целом, поэтому конкретное его значение является несущественным. Примем для определённости $\Delta l_к = 0.1 l_к = 10^8$ см.

До взаимодействия в обоих контурах (напомним, это трубки с продольным и спиральным токами) было состояние гидродинамического равновесия тока и плазмы внутри трубки. Теперь ток I_z вдоль оси контура вырос, возникает дополнительный компонент азимутального магнитного поля B_θ, который в пренебрежении кривизной контура приблизительно равен [29]: $B_\theta \approx 2I_z/rc$, где r – радиус сечения КТС. Трубка тока в области взаимодействия стягивается увеличенным собственным магнитным полем. Это хорошо известное в физике плазмы явление – сжатие токового канала под действием магнитного поля, индуцированного самим током – называется Z-пинчем и детально описано во многих монографиях, например в [29].

8) Сечение шнура уменьшается, плотность тока и скорость электронов (а также протонов в противоположную сторону) возрастают согласно приведенной выше формуле $v_{Ie} = I/Sne$. При определенном пороговом значении, когда скорость электронов тока v_{Ie} в пучке становится выше тепловой v_{Te}, начинается развитие плазменных неустойчивостей. Физика токового слоя, его динамика, развитие различного рода МГД и кинетических плазменных неустойчивостей, приводящих к взрывному выделению энергии тока, достаточно хорошо изучены в лабораторных экспериментах, и этой теме посвящено огромное количество работ (например, обзоры [30-33]. Для нас важными являются следующие экспериментально наблюдаемые результаты:

а) За счет раскачки ионно-звуковой плазменной турбулентности, на которой рассеиваются токовые электроны, на несколько порядков уменьшается проводимость плазмы. Возникает «аномальное сопротивление», что приводит к резкому возрастанию энерговыделения и нагреву окружающей плазмы.

б) Развиваются пучковая, тиринг и другие виды МГД-неусточивостей, приводящие к появлению двойных токовых слоев, дроблению токового пучка на отдельные волокна и слои и сгустки.

в) Происходит раскачка продольной ленгмюровской плазменной турбулентности, которая, в свою очередь, возбуждает поперечные электромагнитные колебания.

г) В конечном итоге токовая структура в области взаимодействия контуров разрушается, и освобожденная энергия тока приводит к нагреву окружающей плазмы, что может соответствовать начальной фазе КЯТ.

9) Нагрев плазмы в окрестности разрушенного токового слоя приводит к увеличению интенсивности теплового планковского излучения в рентгеновской и УФ областях спектра, а также в линиях тяжелых элементов (железа, кальция и т.д.) за счет увеличения степени их ионизации и возбуждения глубоких уровней. Как известно, ленгмюровская турбулентность является источником радиоизлучения III типа с характерными частотами вблизи собственной и удвоенной плазменной частоты: ω_{pe} и $2\omega_{pe}$ [23]. Для нижней короны плазменная частота составляет $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi n_e e^2 / m_e} = 5.65\times10^8$ с$^{-1}$, что соответствует метровому диапазону электромагнитного спектра: λ_1=3.3 м и λ_2=1.65 м. Это значение хорошо согласуется с наблюдательными данными по всплескам радиоизлучения III типа, генерируемых в КЯТ [34].

10) В области разрыва тока в контуре возникает значительная разность потенциалов: а) вследствие падения напряжения на аномальном сопротивлении; б) за счет ЭДС самоиндукции вследствие уменьшения тока в КТС и площади, охватываемой контурами.

Характерное время этого процесса можно оценить в рамках системы подобия. В большинстве лабораторных экспериментов [30-34] длительность развития неустойчивостей и разрушения токового слоя составляла около $t_л$=10^{-6} с при масштабе лабораторной установки $l_л$=10 см. По принципу подобия: $t_к \approx t_л\times(l_{пер}/l_л) \approx$ 10 с, что хорошо согласуется с наблюдаемым временем нарастания импульсной фазы КЯТ.

Известно, что скорость распространения возмущений в магнитоактивной плазме определяется альвеновской скоростью [22]: $v_a = \dfrac{B}{\sqrt{4\pi m_i n_i}}$, где m_i и n_i – масса и концентрация ионов (протонов). Для рассматриваемых условий в нижней короне $v_a \approx 2\times10^8$ см/с, т.е. разрыв тока в КТС зарастает примерно за 0.5 сек, а волна поляризации пройдет по всему контуру за 5 сек, поэтому невзаимодействующие части обеих КТС сохраняют квазиравновесное состояние с уменьшенным значением тока, следовательно, с меньшим запасом энергии.

11) Выделенная при этом энергия составит: $\Delta W_B = 2W_B\times l_{пер}/l_л \approx 1.5\times10^{26}$ эрг. Коэффициент 2 учитывает вклад обеих КТС. При последующем сближении КТС процесс повторяется, что может объяснить квазипериодичность некоторых КЯТ. В зависимости от ориентации и направления движения КТС может выделиться значительная часть их энергии до 10^{27} эрг и более. Это значение в среднем соответствует энергии, выделяемой в типичных КЯТ [28].

Длительность общего времени $t_{об}$ взаимодействия КТС зависит от геометрии процесса и по порядку величины равна размеру КТС, деленному на скорость относительного движения $v_{отн}$, которая составляет по наблюдениям от сотен метров до одного километра в секунду: $t_{об} \approx l_к/\pi v_{отн} = 3.5\times10^{3–4}$ с (от 1 до 10 час). Хотя эта

оценка очень приблизительная, она по порядку величины соответствует характерной длительности жизни типичных КЯТ[1-3].

Таким образом, рассматриваемая модель в первом приближении дает достаточно хорошее согласие с основными параметрами и характеристиками КЯТ: размерами, энерговыделением, временем жизни, генерацией радиоизлучения в метровом диапазоне. Подчеркнём, что в отличие от концепции пересоединения потенциальных магнитных полей, в предложенной модели КЯТ взаимодействуют токовые системы, источником которых являются мелкомасштабные магнитные неоднородности, наблюдаемые в фотосфере Солнца.

IV. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена феноменологическая модель образования корональных ярких точек (КЯТ) как результат взаимодействия в солнечной короне токовых систем (КТС). В основу модели положены наблюдательные данные, связанные с КЯТ, а также базовые законы электродинамики и результаты лабораторных экспериментов в области физики плазмы. Механизм накопления свободной энергии магнитного поля сводится к тому, что вариации и движение источников потенциальных фотосферных магнитных полей приводят к генерации токов, протекающих по замкнутым контурам в переходном слое и нижней короне. Кратко рассмотрена качественная картина последовательности физических процессов, происходящих при образовании и взаимодействии корональных токовых структур (КТС). Показана принципиальная возможность локального нагрева плазмы и генерации радиоизлучения в области взаимодействия КТС за счет развития плазменных и МГД неусточивостей, что может быть интерпретировано как феномен КЯТ. В рамках предложенной модели проведены предварительные численные оценки энерговыделения и времени жизни, которые находятся в хорошем согласии с наблюдательными данными по КЯТ.

ЛИТЕРАТУРА

1. G.S. Vaiana, A.S. Krieger, A.F. Timothy, Sol. Phys. **32**, 81–116 (1973).
2. L. Golub, A.S. Krieger, J.K. Silk, *et al.*, Astrophysical J. Lett. **189**, L93 (1974).
3. L. Golub, A.S. Krieger, G.S. Vaiana, Sol. Phys. **49**, 79-90 (1976).
4. C. Mou, M.S. Madjarska, K. Galsgaard, L. Xia, Astron. Astrophys. **619**, A55 (2018).
5. N. Alipour, H. Safari, Astrophys. J. **807**, 2 (2015).
6. R. Kariyappa, E.E. Deluca, S.H. Saar, *et al*., Astron. Astrophys. **526**, A78 (2011).
7. J. Zhang, M.R. Kundu, S.M. White, Sol. Phys. **198**, 347–365 (2001).
8. S.A. Egamberdiev, Astron. Lett. **9**, 385 (1983).
9. P.H. Scherrer *et. al.*, Sol. Phys. **275**, 207–227 (2012).
10. W.D. Pesnell, B.J. Thompson, P.C. Chamberlin, Sol. Phys. **275**, 3–15 (2012).
11. K.S. Balasubramaniam and A. Pevtsov, Proc. SPIE 8148, Solar Physics and Space Weather Instrumentation IV, 814809 (2011).
12. Э.И. Могилевский. Фракталы на солнце (Москва, Физматлит, 2001).
13. C.E. Parnell, E.R. Priest, V.S. Titov, Sol. Phys. **153**, 217–235 (1994).
14. E.R. Priest, C.E. Parnell, S.F. Martin, Astrophys. J. **427**, 459–474 (1994).
15. D.W. Longcope, Sol. Phys. **169**, 91–121(1996).
16. С.И. Сыроватский, Астрон. журн. **43**, 340 (1966).
17. С.И. Сыроватский, Письма в Астрон. журн. **2**, №1, 35-41 (1976).
18. Э. Прист, Т. Форбс. Магнитное пересоединение (Москва, Физматлит, 2005).

19. C. Zhu, R. Liu, D. Alexander, R.T. James, Astrophys. J. Lett. **821**, L29 (2016).
20. M.D. Andrews, Sol. Phys. **204**, 181-198 (2001).
21. Г. Франк, С.Н. Сатунин, Письма в ЖЭТФ **100**, вып.2, 83–88 (2014).
22. Х. Альвен. Космическая плазма (Москва, Мир, 1983).
23. С.А. Каплан, С.Б. Пикельнер, В.И. Цытович. Физика плазмы солнечной атмосферы (Москва, Наука, 1977).
24. H. Alfven, P. Carlquist, Sol. Phys. **1**, 220 (1967).
25. E.H. Avrett, R. Loeser, Astrophys. J., Suppl. Ser.**175**, 229 (2008).
26. M. Rempel, M. Schussler, R.H. Cameron, M. Knoelker, Science **325**, 171-174 (2009).
27. А.А. Соловьев, Е.А. Киричек, Письма в АЖ **41**, № 5, 234–247 (2015).
28. D.W. Longcope, C.C. Kankelborg, Astrophys. J. **524**, 483 (1999).
29. Б.Б. Кадомцев. Избранные труды. В 2 т. (Москва, Физматлит, 2003).
30. А.Т. Алтынцев, В.И. Краснов, В.М. Томозов, Итоги науки и техники. Астрономия **25**, 99-191 (1984).
31. E.G. Zweibel, M. Yamada, Ann. Rev. Astron. & Astrophys. **47**, 291 (2009).
32. M. Yamada, R. Kulsrud, H. Ji, Rev. Mod. Phys. **82**, 603 (2010).
33. А.Г. Франк, УФН **180**, 982 (2010).
34. M.R. Kundu, J.P. Raulin, M. Pick, K.T. Strong, Astrophys. J. **444**, 922–928 (1995).