Секция А. Астрофизика и физика Солнца. БШФФ-2026. С. 44–47.

УДК 533.9
DOI: 10.62955/0135-3748-2026-44
ORCID 0009-0007-4588-4312

ЛАБОРАТОРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ИНЖЕКЦИИ СВЕРХЗВУКОВЫХ ПОТОКОВ ПЛАЗМЫ В МАГНИТНУЮ АРКУ

А.А. Елясин[1], С.А. Корягин[1], Коржиманов А.В. [1], Викторов М.Е. [1]

[1]Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород, Россия, elyasin@ipfran.ru

LABORATORY MODELING OF SUPERSONIC PLASMA FLOW INJECTION INTO A MAGNETIC ARC

A.A. Elyasin[1], S.A. Koryagin[1], A.V. Korzhimanov[1], M.E. Viktorov[1]

[1]Federal Research Center A.V. Gaponov-Grekhov Institute of Applied Physics RAS (IAP RAS), Nizhniy Novgorod, Russia, elyasin@ipfran.ru

Аннотация. Исследуются процессы удержания плазмы в изогнутых магнитных конфигурациях, что актуально как для лабораторного моделирования, так и для физики Солнца — в частности, для стадии вторичной инжекции плазменных потоков в послевспышечные корональные петли. Рассмотрена теоретическая модель удержания плазмы в магнитной арке с учетом изгибного дрейфа ионов и пространственного разделения зарядов. Проведено сопоставление теоретического критерия устойчивости с массивом экспериментальных данных на стенде «Солнечный ветер». Обнаружено, что определенная теорией область неустойчивости не полностью описывает наблюдаемые в эксперименте параметры, что указывает на необходимость дальнейшего развития модели.

Ключевые слова: Лабораторное моделирование, корональные петли, сверхзвуковые потоки плазмы, магнитная арка, неустойчивости плазмы, изгибный дрейф.

Abstract. We study plasma confinement processes in curved magnetic configurations, which is relevant both for laboratory simulations and for solar physics, in particular, for the stage of secondary injection of plasma flows into post-flare coronal loops. The paper considers a theoretical model of plasma confinement in a magnetic arc, taking the ion bending drift and spatial charge separation into account. We compared the theoretical stability criterion with a set of experimental data on the Solar Wind experimental stand. We found that the proposed instability region does not fully describe the parameters observed in the experiment, which indicates the need for further development of the model.

Keywords: Laboratory modeling, coronal loops, supersonic plasma flows, magnetic arc, plasma instabilities, bending drift.

ВВЕДЕНИЕ

Корональные петли представляют собой фундаментальные структурные элементы нижней короны Солнца. Физически они являются замкнутыми магнитными силовыми трубками, основания которых закреплены в фотосфере, а вершины уходят в корональную область. Интенсивное изучение корональных петель обусловлено тем, что они связывают воедино разные как по структуре, так и по параметрам слои.

Неразрешенной остается проблема нагрева короны Солнца. Солнечные петли являются видимым проявлением механизмов, разогревающих солнечную атмосферу до миллионов градусов, в то время как поверхность звезды имеет температуру всего около нескольких тысяч градусов. В последнее время детально изучаются источники рентгеновского излучения, в том числе корональные петли. Вспышечная активность петель оказывается сильно локализованной, но при этом в них происходят мощнейшие процессы выделения энергии.

Объектом данного исследования является одна из стадий жизни корональных петель — вторичная инжекция потоков плазмы в корональную петлю [Drake et al. 2025; Stepanov et al., 2012]. Это стадия наступает, когда нагретые в результате пересоединения частицы спускаются к основаниям магнитной петли и вызывают вторичную инжекцию плазмы в корональную петлю. Интерес к исследованию таких послевспышечных петель вызван как различием наблюдаемого и предсказанного теорией времени остывания послевспышечной петли, так и наблюдаемым корональным дождем, который может оказывать влияние на хромосферу у оснований петель.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Для лабораторного моделирования стадии вторичной инжекции плазмы в корональную петлю используется компактный экспериментальный стенд «Солнечный ветер» [Viktorov et al., 2019] (рис. 1), который находится в ИПФ РАН. Система электромагнитов стенда создает магнитное поле арочной конфигурации с пробковым отношением ~9 и возможностью получать поля более 0.1 Тл в центре вакуумной камеры, в которой происходит взаимодействие потоков.

Генерация плазмы происходит при помощи вакуумно-дугового разряда, что позволяет при изменении материалов катодов получать потоки плазмы с плотностью плазмы 10^{14}–10^{15} см$^{-3}$, скоростью потоков $(1.2\div1.5)10^6$ см/с, температурой электронов 3.1–3.7 эВ и зарядовыми числами 1.7–3.7. Этот диапазон параметров соответствует необходимому для ограниченного моделирования исследуемой стадии жизни послевспышечной корональной петли в компактной вакуумной камере диаметром 20 см. Для

диагностики используется быстрая

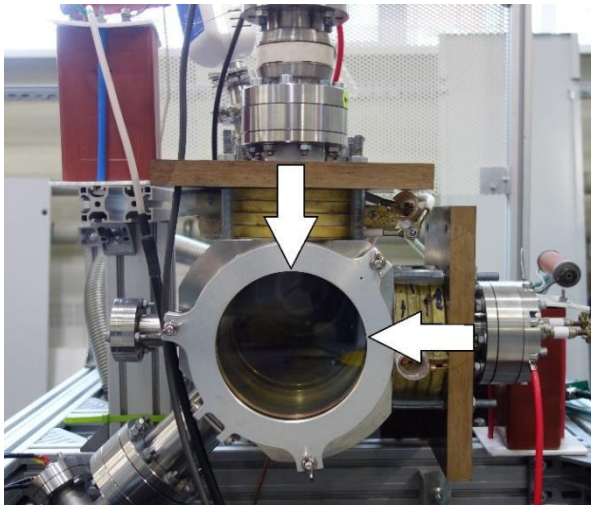

Рис. 1. Экспериментальный стенд «Солнечный ветер». Справа и сверху — инжекторы плазмы, соосно с ними на патрубках расположены электромагниты, создающие арочное магнитное поле. Белыми стрелками указаны направления инжекции потоков плазмы

фотосъемка оптического свечения плазмы и прием СВЧ-излучения из ее объема при помощи антенны и широкополосного осциллографа.

На фотографиях инжекции потоков плазмы в начальные моменты времени свечение заметно только в границах магнитных силовых линий, в которые происходила инжекция. Затем наблюдается продавливанивание магнитного поля (рис. 2), причем расстояние, на которое смещается область излучения плазмы, в один и тот же момент времени относительно начала инжекции тем больше, чем выше газодинамическое давление потоков плазмы.

В эксперименте наблюдается наличие критического магнитного поля, меньше которого наблюдается выбрасывание плазмы из верхнего свода арки и нетепловое СВЧ-излучение. При критическом магнитном поле или больше него не наблюдается ни разрывов магнитных силовых линий (отсутствует яркое свечение на краях вакуумной камеры), ни нетеплового СВЧ-излучения. Таким образом, разрыв магнитных силовых линий и обнаруженное СВЧ-излучение происходят одновременно.

Наличие критического магнитного поля можно объяснить, рассмотрев движение потоков плазмы в магнитной арке. Изгибный дрейф ионов направлен поперек магнитных силовых линий и перпендикулярен градиенту модуля индукции магнитного поля. В то же время электроны обладают значительно меньшей массой и могут рассматриваться как вмороженные в магнитные силовые линии. Таким образом, не только объемная поперечная, но и продольная поверхностная компонента ионного тока не могут быть скомпенсированы электронами.

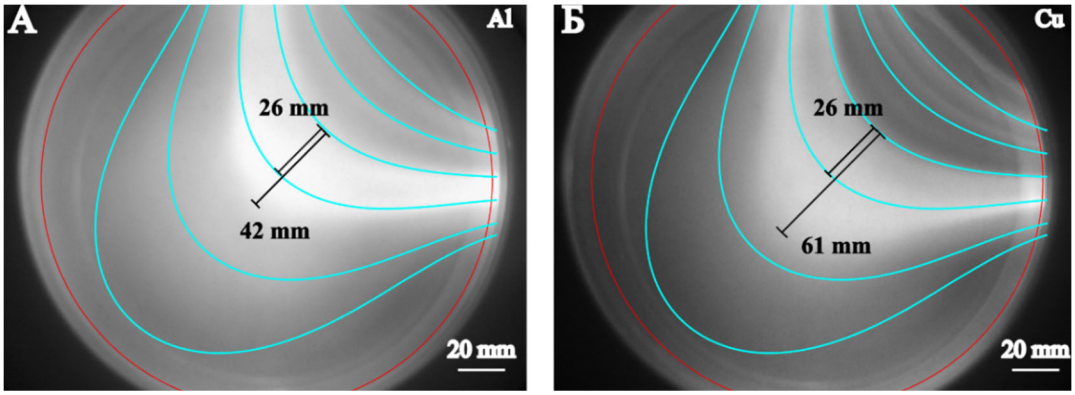

Рис. 2. Оптическое излучение плазмы. Бирюзовые линии соответствуют силовым линиям магнитного поля. Указаны начальные и конечные поперечные размеры области свечения и материал катода, влияющий на газодинамическое давление потоков плазмы (справа вверху). На данном изображении давление потоков плазмы с медным катодом в два раза больше, чем с алюминиевым

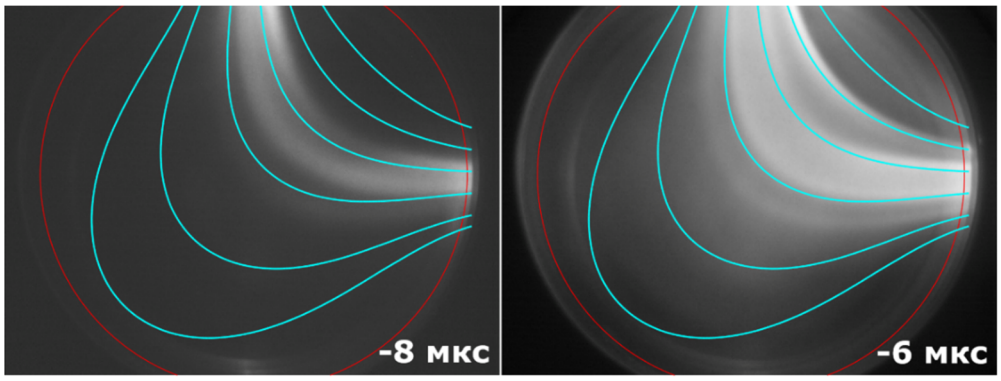

Рис. 3. Оптическое излучение плазмы. Бирюзовые линии соответствуют силовым линиями магнитного поля. Область свечения (левая панель) расширяется до линий магнитного поля, в которые изначально происходила инжекция. Указано время относительно максимума плотности тока в обоих потоках, отрицательное время соответствует началу инжекции плазмы. Длительность инжекции потоков плазмы составляет ~20 мкс

Такая модель удержания плазмы в изогнутом магнитном поле с учетом изгибного дрейфа ионов и пространственного разделения зарядов способна описать результаты не только эксперимента, но и численного счета соответствующим эксперименту гибридным кодом при параметрах, [Korzhimanov et al., 2025; Korzhimanov et al., 2026]. Наличие критического магнитного поля в экспериментальной и численной постановке объясняется нескомпенсированным ионным током, пропорциональным газодинамическому давлению плазмы, который возникает из-за разницы в массах электронов и ионов.

Данная модель неявно полагает, что происходит стекание возникающих на переднем и заднем фасадах арки электрических зарядов от тока изгибного дрейфа. Например, для корональных петель возможно замыкание через холодную плазму вокруг петли, а для лабораторного стенда предполагается вторичная электронная эмиссия со стенок вакуумной камеры.

Возникающий на фасадах арки электрический заряд создает поле разделения заряда и соответствующий **E**·**B**-дрейф, который сносит плазму с магнитной силовой линии во внутреннюю часть арки. Указанный дрейф несущественен лишь в очень разреженной плазме, где ионная плазменная частота ниже ионной циклотронной частоты. На стенде «Солнечный ветер», напротив, плазменная частота выше циклотронной частоты, из-за чего при помощи съемки оптического излучения можно заметить, как плазма возвращается на начальную силовую линию (рис. 3).

Для численного эксперимента роль **E**·**B**-дрейфа оказывается более заметной: он приводит к возникновению поверхностной волны, обеспечивающей повышенную напряженность электрического поля снаружи магнитной арки [Корягин и др., 2026].

При помощи описанной модели можно получить область параметров, с которой возможно развитие линейного режима шланговой неустойчивости первой моды альфвеновской волны [Корягин, Викторов, 2025]. Для описанных в текущей работе параметров экспериментального стенда условие устойчивости принимает следующий вид: $p_{газ}/p_{маг}>1/13$, где $p_{газ}$ — газодинамическое давление одного потока, $p_{маг}$ — магнитное давление у катода инжектора. Далее $p_{маг}$ будет пересчитано в индукцию магнитного поля.

На рис. 4 показаны статистика экспериментальных данных по исследуемым параметрам неустойчивости и критическое $p_{газ}/p_{маг}$. Полученная теоретически область неустойчивости при помощи рассмотренной теории распространения потоков плазмы в экспериментальном стенде «Солнечный ветер» не описывает наблюдаемой экспериментальной области параметров.

В экспериментальных данных имеется особенность при малых газодинамических давлениях: порог давления, ниже которого наблюдается разрыв магнитных силовых линий, резко меняется. Это можно объяснить изменением числа Маха инжектируемых потоков (представлены данные для потоков с числами Маха 3.3, 4.0 и 6.0). Известно, что число Маха ~3 является переходным значением во многих системах для качественно разных механизмов релаксации сверхзвуковых ударных волн [Ступоченко и др., 1965]. Таким образом, на исследуемый разрыв магнитных силовых линий оказывает влияние различие процессов релаксации сверхзвуковых ударных волн, но при этом в рамках одного и того же ионного числа Маха соотношения параметров $p_{газ}/p_{маг}$ однозначно разделяют область разрыва магнитных силовых линий от области устойчивости.

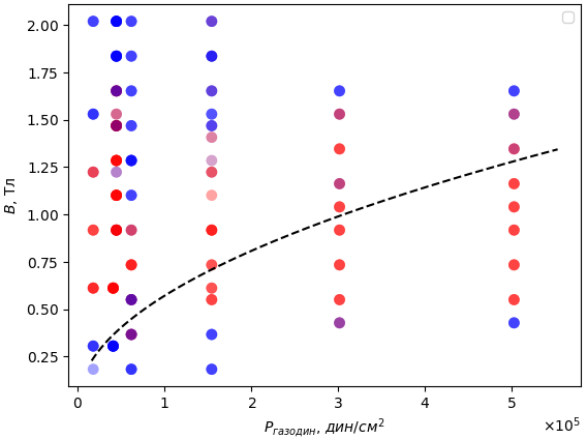

Рис. 4. Распределение экспериментальных данных по исследуемым параметрам неустойчивости. Значение индукции магнитного поля взято в области катода инжектора плазмы. Красный цвет соответствует наблюдаемому яркому свечению вне магнитной арки, синий — только внутри магнитной арки. Другие цвета образованы смешением красного и синего в пропорциях, соответствующих ранее введенному разделению цветов. Прозрачностью точек показано количество экспериментальных данных относительно других точек. Штриховая линия — критическое отношение для шланговой неустойчивости альфвеновской волны (выше этой линии волна считается устойчивой, ниже — неустойчивой)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально показано, что встреча двух потоков плазмы за счет газодинамического давления инициирует продавливание магнитного поля в вершине арке, что может приводить к разрыву магнитных силовых линий и, как следствие, к выбросу плазмы наружу из арки перпендикулярно поверхности плазмы.

Наблюдаемая зависимость уширения магнитной арки от газодинамического давления потоков плазмы теоретически объясняется движением ионного потока в неоднородном магнитном поле.

Область параметров, при которых наблюдается разрыв магнитных силовых линий, не может быть полностью определена при помощи рассмотренной теории. Поскольку почти вся энергия заключена в кинетической энергии ионов, образующих сверхзвуковые потоки плазмы, необходимо учитывать влияние разных механизмов ее диссипации. Например, для ударных волн число Маха может быть таким параметром, который нужно рассматривать для уточнения имеющейся модели.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Корягин С.А., Викторов М.Е. Крутильное альфвеновское колебание в режиме шланговой неустойчивости как механизм расслоения плазмы в лабораторном эксперименте по моделированию корональной арки // Изв. вузов. Радиофизика. 2025. Т. 68. № 3. С. 183–202.

Корягин С. А., Викторов М. Е., Коржиманов А. В., Елясин А. А. Поверхностная ионно-звуковая волна в магнитной арке с плазмой высокого давления // Изв. вузов. Радиофизика. 2026. Т. 69. № 5. С. 343–360.

Ступоченко Е. В., Лосев С. А, Осипов А. И. Релаксационные процессы в ударных волнах // М.: Наука, 1965. 454 с.

Drake J., Antiochos S. et al. Magnetic reconnection in solar flares and the near-sun solar wind // Space Sci. Rev. 2025. V. 221. Iss. 2. Ar. 27.

Korzhimanov A.V., Koryagin S.A., Sladkov A.D., Viktorov M.E. Numerical modeling of two magnetized counter-propagating weakly collisional plasma flows in arch configuration // Phys. Plasmas. 2025. V. 32. N 5. 052305.

Korzhimanov A.V, Zemskov R.S, Koryagin S.A, Viktorov M.E. Influence of finite ion Larmor radius on the dynamics of weakly collisional plasma jets colliding in a magnetic arch // J. Plasma Phys. 2026. V. 92. N 1. E9.

Stepanov A., Zaitsev V., Nakariakov V. Coronal seismology // Physics-Uspekhi. 2012. P. 221.

Viktorov M.E., Golubev S.V., Vodopyanov A.V. The dynamics of supersonic plasma flow interaction with the magnetic arch // Plasma Phys. Control. Fusion. 2019. V. 61. N. 3. P. 035001.