

РАССЛОЕНИЕ ПЛАЗМЫ ВНУТРИ МАГНИТНОЙ АРКИ В ЛАБОРАТОРНОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ ПО МОДЕЛИРОВАНИЮ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУКТУР В СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЕ

Корягин С.А., Викторов М.Е.

*Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова РАН,
г. Нижний Новгород, Россия*

PLASMA STRATIFICATION INSIDE MAGNETIC ARCH IN THE LABORATORY EXPERIMENT ON MODELLING OF SOLAR CORONA PLASMA STRUCTURES

Koryagin S.A., Viktorov M.E.

*A.V. Gaponov-Grekhov Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences,
Nizhny Novgorod, Russia*

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-179-182>

We present an experiment in a compact laboratory setup designed to study plasma structures in a magnetic arch. A localized arc discharge at the base of the arch produces a fully ionized plasma flow with an electron density of 10^{13} – 10^{15} cm $^{-3}$, which propagates with velocity $v_{0||} = 15$ km/s along the magnetic loop. The velocity $v_{0||}$ is 3.5 times the ionic sound velocity and corresponds to the energy of directed ion motion $m_i v_{0||}^2/2 = 33$ eV. The temperature of the electron fraction is 3 eV. The arch structure is created by a pair of electromagnets located at the bases of the loop. The ambient unperturbed magnetic induction varies from 10–20 kGs at the bases of the arch to 0.8 kGs at the apex. In the setup, the total plasma pressure varies in the interval both above and below the magnetic pressure, which corresponds to the regions of the solar corona where the magnetic arches are ruptured and plasma is ejected into interplanetary space. Optical plasma emission indicates the transformation of the counterflows into a structure like a hollow cylinder or two ribbons. We discuss a stationary current configuration in plasma with temperature anisotropy and an ion Weibel instability in mirror-like magnetic trap as its possible origin.

1. Введение

Мелкомасштабное магнитное поле Солнца структурирует плазму солнечной короны в петли (арки, трубки) различного пространственного масштаба – от высоты однородной атмосферы до радиуса звезды [1]. Повышенное поступление фотосферной плазмы в трубку и её прогрев (например, за счёт сжатия оснований) разрывает магнитную петлю и приводит к взрывному выбросу вещества в межпланетное пространство. Разрушение магнитной структуры может быть связано с желобковой неустойчивостью, характерной для систем с изогнутым магнитным полем [1, 2].

В ИПФ РАН сконструирована компактная плазменная установка с диаметром разрядной камеры 18 см для моделирования динамики плазмы в изогнутом магнитном поле типа корональной трубки [3, 4]. Арочная структура сформирована парой разнесённых электромагнитов, которые

фиксируют основания петли. Невозмущённая плазмой магнитная индукция B меняется от 10–20 кГс в основаниях арки до 0,8 кГс в вершине.

Плазма с электронной концентрацией $n_e = 10^{13} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$ создаётся вакуумно-дуговым разрядом на алюминиевом катоде диаметром 10 мм. Анод-сопло окружает катод по периметру и выпускает созданное плазменное облако сквозь основание магнитной арки со скоростью $v_{0\parallel} = 15 \text{ км/с}$. Скорость $v_{0\parallel}$ в 3,5 раза превышает скорость ионного звука и соответствует энергии направленного движения ионов $m_i v_{0\parallel}^2 / 2 = 33 \text{ эВ}$ ($m_i = 27 \text{ а. е. м.}$ – атомная масса алюминия). Среднее зарядовое число ионов $Z = 1,7$; температура электронной фракции $T_e = 3 \text{ эВ}$. Пара плазменных источников (по одному в каждом основании петли) создаёт арочную систему из двух встречных сверхзвуковых потоков плазмы.

В установке полное давление плазмы варьируется в интервале как выше, так и ниже магнитного давления. Данное обстоятельство позволяет наблюдать как стационарную структуру, так и арку с выбросом вещества из своей вершины. В стационарном режиме оптическое свечение плазмы указывает на расслоение плазменного шнура на две ленты, проходящие по верхнему и нижнему своду арки. Диаметр плазменного шнура (и характерное расстояние между лентами) достигает 3,2 см в вершине петли.

2. Стационарная токовая структура в плазме с анизотропией температуры

Встречные сверхзвуковые ионные потоки соответствуют сильному отличию "температуры" (кинетической энергии) ионов $T_{i\parallel} = m_i v_{0\parallel}^2 = 66 \text{ эВ}$ и $T_{i\perp} \leq T_e = 3 \text{ эВ}$ вдоль и поперёк внешнего магнитного поля: $T_{i\parallel} / T_{i\perp} \geq 22$. В незамагниченной плазме с температурной анизотропией возможна самосогласованная пространственно-периодическая структура из слоёв-лент (жгутов, z -пинчей), которые вытянуты вдоль направления с повышенной температурой [5, 6]. Пространственный шаг между токовыми жгутами

$$\Delta L = \pi c / [2^{1/2} \omega_{pi} (T_{i\parallel} / T_{i\perp} - 1)^{1/2}] \approx \\ \approx 4,5 \text{ см} \times (n_e / 10^{14} \text{ см}^{-3})^{-1/2} (Z/1,7)^{-1/2} [(T_{i\parallel} / T_{i\perp} - 1)/20]^{-1/2} \quad (1)$$

сокращается с увеличением анизотропии ионной температуры $T_{i\parallel} / T_{i\perp}$ и повышением электронной концентрации n_e ($\omega_{pi} = (Ze^2 n_e / m_i)^{1/2}$ – ионная плазменная частота; e – элементарный заряд). Наложение продольного магнитного поля на z -пинчи не разрушает последние, поскольку ларморовское вращение трансформирует скорость частицы только внутри поперечного движения, но не между продольной и поперечной степенями свободы с разной температурой. Шаг (1) между жгутами совпадает с наблюдаемым расстоянием 3,2 см между лентами при электронной концентрации в вершине арки $n_e = 2 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

3. Ионная вейбелевская неустойчивость как механизм расслоения плазменного жгута

Шаг (1) соответствует волновому числу $k_0 = \pi/(2^{1/2} \Delta L)$, для которого обратился бы в ноль инкремент ионной вейбелевской неустойчивости в незамагниченной плазме (при неподвижных электронах) [7]. Поэтому работа предполагает, что обсуждаемое расслоение плазмы представляет собой две ленты со встречными электрическими токами, которое сформировалось вследствие ионной вейбелевской неустойчивости.

Ионная вейбелевская неустойчивость обсуждается в приложении: а) к ударной волне в эксперименте по встречному испарению твердотельных мишеней [8, 9]; б) к ударной волне в лобовой части магнитосферы Земли, где останавливается солнечный ветер [10]; в) к токовому слою с поперечным магнитным полем в хвосте земной магнитосферы [11].

Чтобы проявилась ионная вейбелевская неустойчивость, необходимо исключить экранировку ионного тока менее инертными электронами, остановив последние вдоль оси повышенной ионной температуры, но, не допуская их увлечения ионами за счёт межчастичных столкновений. В исходно незамагниченной плазме такая остановка возможна относительно слабым поперечным магнитным полем, в котором электронный и ионный ларморовский радиусы оказываются соответственно короче и длиннее характерного расстояния развития неустойчивости – длины волокон [8–11]. В магнитной арке подобная вспомогательная компонента (например, от продольного тока) лишь слегка искажает начальные магнитные силовые линии, не останавливая электроны.

В рассматриваемом эксперименте магнитная система представляет собой "изогнутую" ловушку-пробкотрон, в которой основная доля электронов захвачена и способна осциллировать без столкновений с ионами между магнитными пробками-зеркалами – основаниями арки. Электронное облако в ловушке лишь смещается как целое (подобно грузику на пружине) под действием неустойчивой вейбелевской моды, если последняя нарастает существенно дольше, чем период баунс-осцилляций электрона между основаниями арки. Указанный ограничивающий эффект не сказывается на ионах, если мода нарастает быстрее, чем ион пролетает магнитную петлю с существенно более низкой, чем у электрона скоростью.

Магнитное поле ловушки трансформирует поперечное движение ионов в относительно медленный инерционный дрейф в нарастающем поле вейбелевской моды. В итоге пространственное разделение и самосжатие токовых лент начинается, лишь если давление ионов $n_e m_i v_{0\parallel}^2 / Z$ превысит магнитное давление $B^2 / (8\pi)$ в 2 раза. Указанному условию соответствует электронная концентрация свыше $7,5 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ в вершине арки при индукции $B = 0,8 \text{ кГс}$. Настолько плотная плазма требует температуры электронов $T_e \approx 25 \text{ эВ}$, чтобы последние пролетали арку без столкновений и локально не увлекались в совместное движение с ионами.

4. Выводы

Предложен механизм расслоения плазменного жгута в эксперименте по моделированию магнитной арки со встречными сверхзвуковыми ионными потоками. Расслоение и самосжатие в две токовые ленты обусловлено ионной вейбелевской неустойчивостью в магнитном поле пробочной конфигурации. Баунс-осцилляции частиц между магнитными пробками ловушки нивелируют демпфирующий отклик электронов на неустойчивую плазменную моду. Продольное давление встречных ионных потоков должно превысить магнитное давление в 2 раза для развития неустойчивости. Для условий эксперимента электронная концентрация должна составлять не менее $7,5 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$, а электронная температура не ниже 25 эВ, чтобы сформировались бесстолкновительные токовые ленты по внешнему и внутреннему сводам арки.

Работа поддержана грантом РНФ № 23-12-00317.

Литература

1. Зайцев В.В., Степанов А.В. // УФН. 2008. Т. 178, № 11. С. 1165.
2. Кадомцев Б.Б. Коллективные явления в плазме. – М.: Наука, 1988. Гл. 5, § 1.
3. Викторов М.Е. и др. // Письма ЖТФ. 2015. Т. 41, вып. 18. С. 74.
4. Viktorov M.E. et al. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2019. V. 61. P. 035001.
5. Веселовский И.С. // Журн. техн. физ. 1975. Т. 45, вып. 4. С. 797.
6. Кочаровский В.В. и др. // УФН. 2016. Т. 186, № 12. С. 1267.
7. Кролл Н., Трайвелтис А. Основы физики плазмы. – М.: Мир, 1975. Гл. 9, §§ 10–12.
8. Drake R.P., Gregori G. // Astrophys. J. 2012. V. 749, No. 2. P. 171.
9. Park H.-S. et al. // Bull. Am. Phys. Soc. 2014. V. 59, No. 4. P. B12.2.
10. Kropotina J.A. et al. // MNRAS. 2023. V. 524, No. 2. P. 2934.
11. Schindler K. // J. Geophys. Res. 1974. V. 79, No. 19. P. 2803.