

ПОВЕРХНОСТНАЯ ИОННО-ЗВУКОВАЯ ВОЛНА В МАГНИТНОЙ АРКЕ С ПЛАЗМОЙ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

С. А. Корягин^{1,2*}, *М. Е. Викторов*^{1,2}, *А. А. Елясин*^{1,2}, *А. В. Коржуманов*^{1,2}

¹ Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН;

² Нижегородский госуниверситет им. Н. И. Лобачевского, г. Нижний Новгород, Россия

Работа аналитически обосновывает параметры поверхностной волны, обнаруженной в численном моделировании столкновения двух встречных сверхзвуковых плазменных потоков внутри магнитной арки в приложении к эксперименту на лабораторном стенде «Солнечный ветер» (ИПФ РАН). Поверхностная волна ионно-звукового типа существует в режиме плотных плазменных потоков, когда их динамическое давление порядка давления невозмущённого магнитного поля, так что потоки выталкивают исходное магнитное поле из своего объёма. Частота волны находится в диапазоне между ионными гирочастотами внутри плазменного шнура и во внешней области удерживающего магнитного поля. Во внешней разреженной среде приповерхностная структура представляет собой неоднородную магнитозвуковую волну, согласованную по давлению и низкой суммарной поляризации среды с неоднородной ионно-звуковой волной в плотном плазменном жгуте. Ионно-звуковая волна характеризуется изотропным законом дисперсии при действительном волновом числе. Энергия структуры заключена преимущественно в кинетической энергии волнового движения ионов внутри трубки. Вместе с тем напряжённость электрического поля резко повышена снаружи. Во-первых, последнее обстоятельство связано с необходимостью поддерживать однородную скорость электронного электрического дрейфа внутри переходного слоя. Во-вторых, энергетически слабый уходящий в наружную среду ионный звук близок к электростатическим ионным колебаниям на частотах ниже ионной гирочастоты во внешней области, которые отличаются повышенной напряжённостью электрического поля поперёк удерживающего магнитного поля.

ВВЕДЕНИЕ

Компактный экспериментальный стенд «Солнечный ветер» сконструирован для моделирования плазменных процессов в магнитной арке типа корональной петли на Солнце: удержание плазмы, разрушение системы с выбросом вещества при повышении плазменного давления, а также генерация нетеплового радиоизлучения [1, 2]. Лабораторная установка отличается созданием плазмы не в газовом разряде, а посредством дугового разряда на хорошо проводящем металлическом катоде. Металлические основания плазменной петли затрудняют поляризацию плазмы поперёк магнитного поля и, как следствие, предотвращают возможное отклонение потока вещества от магнитной силовой линии посредством электрического дрейфа в поле поляризации среды [3], а также способствуют стабилизации желобковой неустойчивости [4, § 14.10].

Дуговые разряды в основаниях магнитной арки создают плазменные потоки, тепловое давление внутри которых ниже их динамического давления, что соответствует сверхзвуковому движению струй. Изменение тока дугового разряда позволяет варьировать плазменную концентрацию в струе, а следовательно, и её динамическое давление. Последнее может достигать уровня давления невозмущённого вакуумного магнитного поля в системе. При столкновении встречных потоков в вершине арки часть их энергии направленного движения переходит в тепловую энергию циклотронного вращения. Вместе с тем моноскоростные потоки уширяются по продольной скорости, а их распределение способно трансформироваться из двугорбого двухпотокового в распределение с одним максимумом по продольному импульсу. В эксперименте реализуется как

* koryagin@ipfran.ru

устойчивый плазменный жгут при низком динамическом давлении струй, так и вариант разрушения вершины петли с выносом части плазменного потока из вершины арки.

Экспериментальное исследование сопровождается численным моделированием столкновения сверхзвуковых плазменных потоков в магнитной арке [5, 6]. В двумерном моделировании арка рассматривается как бесконечно широкий изогнутый слой, однородный вдоль направления τ^0 своей «поперечной» трансляционной симметрии (поперёк линий магнитной индукции). Такой подход исключает желобковую неустойчивость как возможный механизм разрушения системы [7, § 10.5]. В результате численного моделирования обнаружено, что если динамическое давление каждого потока порядка магнитного давления в основании арки, то плазменный жгут выталкивает магнитное поле из своего объёма, одновременно расширившись в своём поперечном сечении. В результате по окончании начального переходного процесса тепловое давление среды внутри арочного слоя существенно превышает локальное магнитное давление в нём. Вытесненное наружу более сильное магнитное поле удерживает плазму своим давлением от дальнейшего расширения.

Непосредственно после встречи потоков в вершине арки в системе возбуждаются внутренние объёмные магнитогидродинамические волны, в частности ионно-звукового типа, которые частично останавливают относительное движение потоков, а также перенаправляют гидродинамическое течение в трубке переменного поперечного сечения. Такая динамика соответствует аналитическим оценкам и компьютерным расчётам [8–10], согласно которым в немагнитной системе формируются ударные волны с резким отличием плазменной концентрации и направленной скорости по разные стороны от фронта, если число Маха M каждого потока по ионно-звуковой скорости c_s превышает единицу, но остаётся ниже $3,0 \div 3,5$. При более высоком числе Маха монотонные ионные потоки лишь частично уширяются по продольной скорости движения за счёт генерации сильных ионно-звуковых волн типа кинков, так что распределение ионов по скорости сохраняет двугорбый профиль. В эксперименте и расчётах параметр $M = 3,5$ приходится на теоретическую границу между двумя режимами торможения встречных струй.

В численном моделировании на установившейся стационарной стадии верхний и нижний своды арки ярко выделяются квазипериодической в пространстве напряжённостью электрического поля, которая направлена как вдоль оси τ^0 однородности системы, так и по нормали к арочному слою. Структура электрического поля напоминает поверхностную стоячую волну, которая сосредоточена снаружи сводов арки в относительно узком слое с шириной порядка длины волны.

Цель дальнейшего изложения — обосновать существование поверхностной волны ионно-звукового типа на сводах магнитной арки и объяснить повышенную напряжённость электрического поля снаружи трубки.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СТЕНД «СОЛНЕЧНЫЙ ВЕТЕР»

В экспериментальной установке «Солнечный ветер» [1, 2] магнитная арка организована в цилиндрической вакуумной камере с диаметром 183 мм и шириной 130 мм. Два соленоида охватывают два взаимно перпендикулярных фланцевых радиальных ввода в камеру с диаметром 65 мм и формируют невозмущённую арку, похожую на четверть дуги окружности с радиусом 9 см (см. рис. 1). Магнитное поле в центре соленоидов достигает 3,3 Тл при максимальном токе в катушках около 5,5 кА, а в центре камеры и примерно в вершине арки 0,12 Тл при том же токе. Длительность импульса тока в соленоидах 3 мс существенно превышает длительность наблюдаемых плазменных процессов, что позволяет считать внешнюю магнитную индукцию стационарной.

Дуговой разряд как источник плазмы происходит на алюминиевом катоде с диаметром 10 мм. Катод размещён перед каждым соленоидом зеркально-симметрично входу в вакуумную камеру

относительно центра соленоида. Такое размещение обеспечивает диаметр плазменной трубки на входе в камеру, как на катоде, 10 мм. Ток дугового разряда $I_{\text{ген}}$ варьируется от 0,1 до 7 кА и создаёт плазму с ионной концентрацией на катоде $n_{i\text{ген}}[\text{см}^{-3}] = 2 \cdot 10^{14} I_{\text{ген}}[\text{кА}]$ в интервале $10^{13} \div 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Среднее зарядовое число ионов $Z = 1,7$. Фронт плазменного облака распространяется от катода с характерной скоростью $v_i = 15 \text{ км/с}$, которая в $M = 3,5$ раза превышает ионно-звуковую скорость $c_s = \sqrt{ZT_e/m_i} = 4,3 \text{ км/с}$ для электронной температуры $T_e = 3 \text{ эВ}$ и ионной массы $m_i = 27 \text{ а.е.м.}$ Дуговой разряд длится 20 мкс и создаёт плазменный сгусток с длиной 30 см, что в 2,1 раза превышает протяжённость арочной петли.

Индукция на катоде и непосредственно входе в вакуумную камеру на центральной магнитной силовой линии петли несколько ниже, чем в центре соленоидов, и превышает индукцию в вершине арки примерно в пробочное отношение $\alpha = 9$ раз. На входе в камеру невозмущённое магнитное давление сильно превышает динамическое давление плазмы. Однако по мере движения от основания к вершине арки магнитное давление падает быстрее, чем плазменное, и для характерной индукции в вершине $B_{\text{top}} = 0,1 \text{ Тл}$ давление $p_{\text{mag top}} = B_{\text{top}}^2/(8\pi) = 4,0 \cdot 10^4 \text{ дин/см}^2$ оказывается порядка суммарного динамического давления двух потоков $p_{\text{pl top}} = 2n_{i\text{ген}}m_iv_i^2/\alpha = 2,3 \cdot 10^4 \text{ дин/см}^2$ для ионной концентрации в разряде $n_{i\text{ген}} = 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

2. ПАРАМЕТРЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

В численном моделировании [5, 6] применяется гибридная схема расчёта АКА [11], которая решает кинетическое уравнение для ионов, а электроны рассматривает гидродинамически как безмассовую жидкость. В правой части электронного уравнения Эйлера градиент теплового электронного давления находится в балансе с «суммарной» силой Лоренца со стороны электрического и магнитного полей. Электронное давление эволюционирует вдоль гидродинамической траектории как в локальном адиабатическом процессе с неизотропным сжатием вдоль и поперёк линии магнитной индукции (подобно приближению в теории Чу—Голдберга—Лоу). Уравнения Максвелла рассматриваются в приближении Дарвина: ток поляризации каждой плазменной фракции существенно превышает ток смещения.

Пространственная конфигурация в двумерном компьютерном расчёте [5] качественно представляет собой увеличенную примерно в 3 раза по линейному размеру экспериментальную вакуумную камеру и арку в сагиттальном сечении, чтобы уменьшить эффект ненулевого ларморовского радиуса ионов. Трёхмерная арка заменена двумерной структурой по типу широкого арочного слоя, чему качественно соответствует зеркально-симметричное вытягивание трёхмерной трубки в слой вдоль нормали к её сагиттальному сечению. В силу более медленного спада с расстоянием магнитного поля внешних двумерных соленоидов магнитная индукция в точке инжекции пучков в камеру зафиксирована в промежутке между пробочным и вершинным полем в трёхмерной

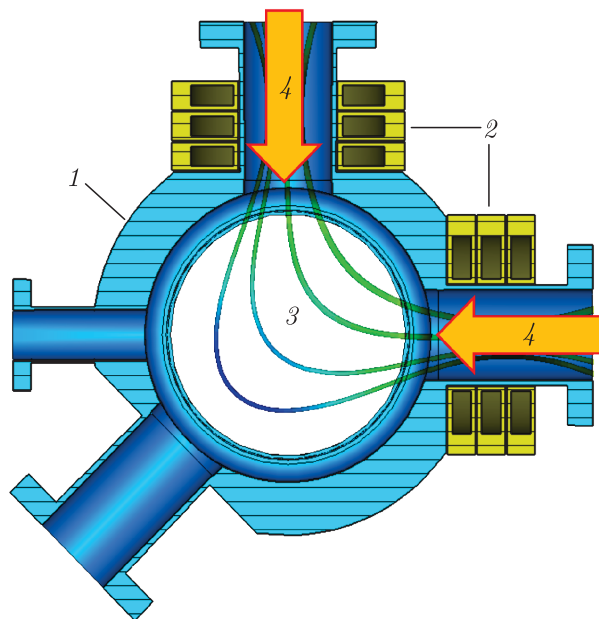


Рис. 1. Схема экспериментальной установки «Солнечный ветер» [1, 2]: 1 — вакуумная камера, 2 — соленоиды, 3 — линии магнитного поля, 4 — плазменные потоки от дугового разряда

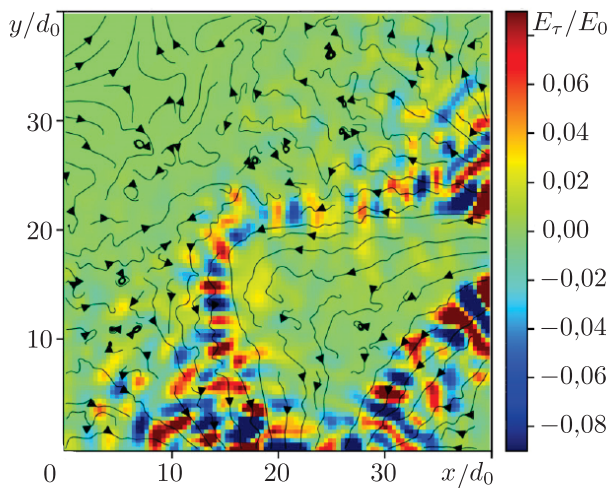


Рис. 2. Поверхностные волны вдоль верхнего и нижнего сводов арки в численном моделировании [5] в случае инъекции только одного плазменного потока. Цветовая гамма изображает «тангенциально-трансверсальную» компоненту напряжённости электрического поля E_τ в момент времени $t = 60$ мкс от начала инъекции потока с концентрацией $n_{i\text{foot}} = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и гидродинамической скоростью $v_i = 10 \text{ км/с}$ из середины правой границы квадратной области расчёта. Напряжённость E_τ нормирована на величину $E_0 = v_i B_0 / c = 25 \text{ В/см}$, где $B_0 = 0,25 \text{ Тл}$ — индукция внешних магнитов в точке инъекции, c — скорость света в вакууме. Расстояния по осям x и y нормированы на ионную инерционную длину $d_0 = c/\omega_{pi} = 1,2 \text{ см}$ во входящем потоке однократно ионизованного алюминия. Кривые со стрелками — силовые линии магнитного поля

механизм низкочастотных колебаний Рс5 в земной магнитосфере [13, 15, 16], [17, § 9.1.1]. Однако критерий неустойчивости Кельвина—Гельмгольца [18, § 106], [19] не выполнен в численном моделировании в силу высокой альвеновской скорости вне плазменной трубки $c_{A\text{ext}}$ по сравнению со скоростью потока v_i .

3. ПОВЕРХНОСТНАЯ ИОННО-ЗВУКОВАЯ ВОЛНА

3.1. Условия существования поверхностной ионно-звуковой волны

Двумерное моделирование исключает из рассмотрения поверхностные и дрейфовые магнито-гидродинамические волны, которые требуют для своего существования отличной от нуля компоненты k_τ волнового вектора вдоль оси однородности τ^0 , в частности так называемые волны Крускала—Шварцшильда [13, 20], иначе именуемые как поверхностные альвеновские волны [21] по причине относительно слабой сжимаемости плазмы в них. Как следствие, в такой геометрии отсутствует желобковая неустойчивость, которой подвержены указанные волны [7, § 10.5], [20], а также раскачка приповерхностной ионно-звуковой волны диамагнитным током тепловых электронов внутри магнитной стенки среды [22, § 9.2].

арке: $B_{\text{foot}} = 0,25 \text{ Тл}$. Начальная скорость потока v_i бралась равной 10 и 20 км/с, что охватывает экспериментальное значение 15 км/с. Плазменная концентрация в точке инъекции повышена примерно в 10 раз до $n_{i\text{foot}} = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, так что динамическое давление одного потока на входе $m_i n_{i\text{foot}} v_i^2$ составляло 1,8 и 7,2 магнитного давления $B_{\text{foot}}^2 / (8\pi)$ для указанных значений гидродинамической скорости.

В численном моделировании [5] поверхностная волна существовала как в случае инъекции одного потока (рис. 2), так и двух струй (рис. 3). Увеличение скорости течения расширяло слой, занимаемый приповерхностной структурой (см. рис. 4).

Наличие поверхностной волны уже в случае одного потока затрудняет интерпретацию механизма генерации данного возмущения за счёт двухпоточковой неустойчивости для ионного звука [12, § 3.5]. Вместе с тем рассматриваемая конфигурация плазменного течения качественно подобна обтеканию солнечным ветром магнитосферы Земли. Непосредственно снаружи магнитопаузы прошедшая головную ударную волну сжатая плазма солнечного ветра в виде слоя магнитошиса обтекает планетную магнитосферу, заполненную существенно более разреженной средой [13, 14]. Возбуждение поверхностных магнито-гидродинамических волн на магнитопаузе посредством неустойчивости Кельвина—Гельмгольца рассматривается как возможный

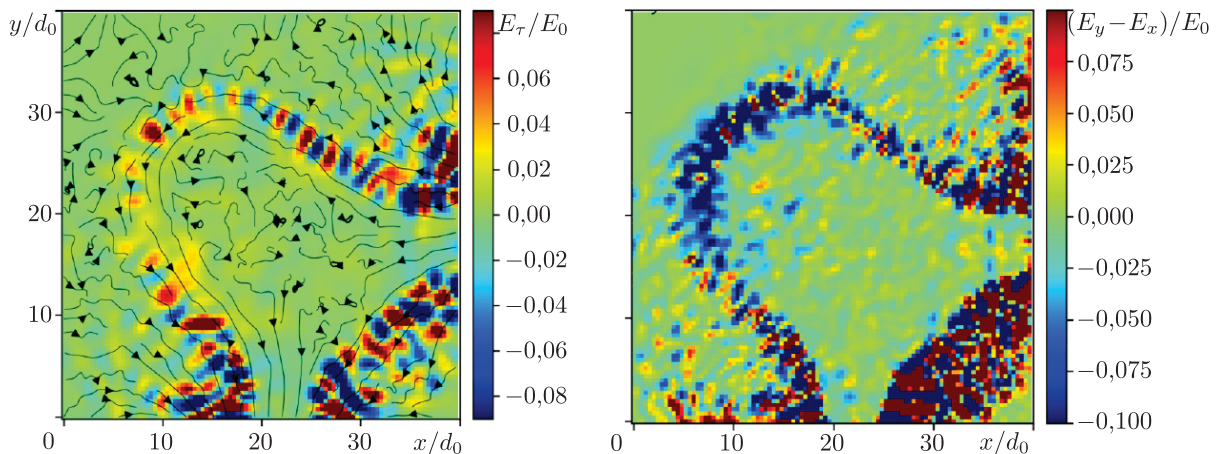


Рис. 3. Поверхностные волны в случае инъекции плазменных потоков из обоих оснований арки [5]. Параметры каждого потока и внешняя магнитная индукция такие же, как на рис. 1. Добавлена панель с «нормальной» компонентой напряжённости электрического поля $(E_y - E_x)/E_0 \equiv \sqrt{2} (\mathbf{n}_{\text{top}}^0, \mathbf{E})/E_0$ — вдоль нормали $\mathbf{n}_{\text{top}}^0 = (\mathbf{y}^0 - \mathbf{x}^0)/\sqrt{2}$ в вершине невозмущённой арки, где $\mathbf{x}^0$ и $\mathbf{y}^0$ — орты декартовых осей на рисунке

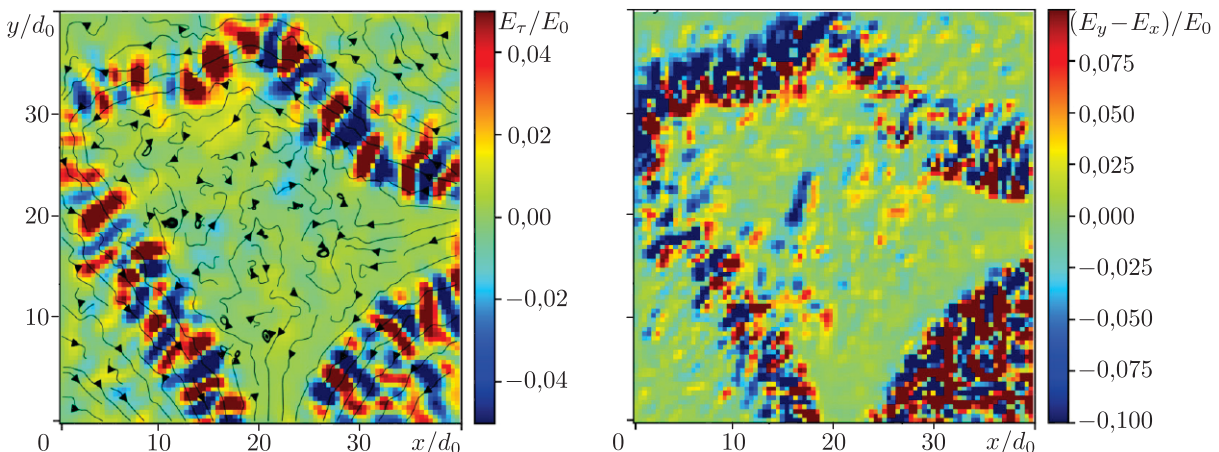


Рис. 4. Поверхностные волны в случае инъекции плазменных потоков из обоих оснований арки с увеличенной в два раза гидродинамической скоростью $v_i = 20$ км/с [5]. Остальные параметры такие же, как на рис. 2

Вентцель [23] показал, что поверхностная магнитогиродинамическая волна с нулевой компонентой k_τ волнового вектора отсутствует в плазме низкого давления $p_{\text{pl}} \ll B^2/(8\pi)$, помещённой в квазиднородное магнитное поле $\mathbf{B}$. Толщина волновой структуры возрастает с уменьшением компоненты $k_\tau \rightarrow 0$, так что поверхностная волна становится неотличимой от объёмной. Однако прижатая к границе волна с составляющей $k_\tau = 0$ сохраняется в случае плазмы высокого давления, вытеснившей наружу удерживающее её магнитное поле. Последний вариант соответствует условиям обсуждаемого численного моделирования.

В солнечной короне малый диаметр петель d_{loop} по сравнению с их длиной L_{loop} и радиусом кривизны $R_{\text{loop}} \sim L_{\text{loop}}/\pi$ свидетельствует о низком плазменном параметре $\beta = p_{\text{pl}}/p_{\text{mag}}$, который ограничен сверху отношением $d_{\text{loop}}/(2R_{\text{loop}}) \ll 1$ для стабилизации желобковой неустойчивости [4, § 14.10]. Малый параметр β затрудняет реализацию на Солнце поверхностной волны, обнаруженной в компьютерных расчётах [5, 6] и соответствующей противоположному пределу

$\beta \gg 1$ внутри арки. Благоприятные условия для существования поверхностной волны складываются в магнитошисе за головной ударной волной в земной магнитосфере. Здесь остановленная плазма солнечного ветра может характеризоваться достаточно высоким параметром $\beta \gtrsim 1$, а широкая азимутальная протяжённость магнитошиса по сравнению с его толщиной приближает пространственную конфигурацию к двумерной геометрии.

Область за головной ударной волной с локальным минимумом альвеновской скорости c_A представляет собой один из резонаторов в земной магнитосфере для быстрой магнитозвуковой волны [17, § 3.2]. Обсуждаемая поверхностная волна представляла бы собой низкочастотную не осциллирующую между стенками, а прижатую к ним чётную или нечётную моду резонатора. Такая мода появляется в случае, когда минимум альвеновской скорости c_A внутри резонатора опускается ниже ионно-звуковой скорости c_s (что эквивалентно неравенству $\beta \gtrsim 2$), тогда как снаружи выполнено противоположное соотношение между скоростями $c_A \gg c_s$, или $\beta \ll 1$.

Магнитогидродинамический подход оправданно пренебрегает током смещения, в частности в рассмотрении [23]. Однако учёт тока смещения снаружи плазменного полупространства, например в вакууме, сохраняет поверхностную квазиэлектростатическую волну ионно-звукового типа с нулевой компонентой k_τ волнового вектора и при низком отношении плазменного p_{pl} и магнитного $p_{mag} = B^2/(8\pi)$ давлений в диапазоне частот $\omega_{Bi} < \omega \ll \min(\omega_{Be}, \omega_{pi})$ ниже электронной гирочастоты ω_{Be} и ионной плазменной частоты ω_{pi} . В таком процессе электроны замагничены, а поперечная диэлектрическая восприимчивость ионной фракции отрицательна [24, § 2.4]. Толщина пристеночной волновой структуры в плазме $1/\kappa_{pi}$ превышает длину волны вдоль границы $2\pi/k_\parallel$ в величину порядка большого абсолютного значения поперечной диэлектрической восприимчивости ионной фракции $\omega_{pi}^2/(4\pi\omega^2) \gg 1$ [25].

3.2. Выбор электродинамической модели внешней среды

В свою очередь, в условиях стенда «Солнечный ветер» высокая диэлектрическая восприимчивость $|\omega_{pi}^2/(4\pi\omega^2)|_{\omega \sim \omega_{Bi}} \sim 4 \cdot 10^8 \gg 1$ исключает вакуумное приближение за пределами плазменной трубки, т. к. сложно ожидать перепад плазменной концентрации в 10^8 раз внутри магнитной стенки на верхнем и нижнем сводах арки, чтобы плазменная частота снаружи трубки опустилась ниже локальной ионной гирочастоты. Поэтому в электродинамической задаче о поверхностной волне более адекватным выглядит приближение разрежённой плазмы, а не вакуума снаружи арочного слоя. В этом случае прижатое вакуумное квазиэлектростатическое поле от волнового поверхностного заряда на границе плазмы следует заменить полем электростатической ионно-звуковой волны снаружи арочного слоя (прижатой или уходящей объёмной). Объёмная электростатическая волна уносит энергию приповерхностной структуры, что приводит к медленному затуханию последней. Убегающий поток энергии уменьшается пропорционально снижению концентрации плазмы во внешней среде.

3.3. Набор граничных условий

Гиротропия плазмы в магнитном поле нарушает зеркальную симметрию задачи относительно плоскости падения волны на границу. В результате электродинамические граничные условия на интерфейсе сред включают в себя «непрерывность» четырёх тангенциальных компонент поля: по две составляющих для векторов напряжённости электрического и магнитного полей. В случае плазмы высокого давления ($p_{pl} \sim p_{mag}$) сама граница между средами приобретает гофрировку в соответствии с волновым движением.

Непрерывность продольной волновой компоненты напряжённости магнитного поля трансформируется в условие на переменный скачок магнитной индукции при переходе через границу, который учитывает осциллирующий поверхностный диамагнитный ток от разности плазменных давлений в контактирующих полупространствах. С учётом связи диамагнитного тока с градиентом плазменного давления обсуждаемое условие приобретает вид баланса суммарного плазменного и магнитного давлений по разные стороны от границы.

В рассматриваемых процессах с частотой ниже электронной гирочастоты поперечное движение электронов представляет собой электрический дрейф в переменном поле, что соответствует взаимной вмороженности электронной фракции и магнитной индукции. Поэтому под интерфейсом сред подразумеваем границу между электронными фракциями и вмороженную в неё магнитную поверхность. На подвижной границе тангенциальная компонента напряжённости электрического поля E_τ (одновременно поперечная невозмущённым магнитным линиям) претерпевает скачок (в лабораторной системе отсчёта), который отражает ненулевую циркуляцию электрического поля в случае отличия невозмущённой магнитной индукции на противоположных сторонах перемещающегося контакта сред. Обсуждаемый перепад тангенциально-трансверсальной составляющей E_τ напряжённости электрического поля становится нулевым в подвижной системе отсчёта, мгновенно сопровождающей границу по её нормали $\mathbf{n}^0$ со скоростью электрического дрейфа электронов (как результат стандартного пересчёта векторов электромагнитного поля между лабораторной и подвижной системами). Поэтому «непрерывность» тангенциально-трансверсальной компоненты E_τ напряжённости электрического поля на подвижной границе сводится к условию равного смещения электронов в электрическом дрейфе по обе стороны от интерфейса сред.

В свою очередь, непрерывность тангенциально-трансверсальной компоненты δB_τ волновой части $\delta \mathbf{B}$ магнитной индукции эквивалентна непрерывности нормальной компоненты электрической индукции $\delta D_n = (ic/\omega)(\mathbf{n}^0, \text{rot } \delta \mathbf{B})$ в рассматриваемом частном случае нулевой составляющей k_τ волнового вектора вдоль оси τ^0 однородности задачи. Ненулевая электрическая индукция (поляризация) происходит от относительного смещения плазменных фракций, когда движение ионов не сводится к электрическому дрейфу совместно с электронами.

Таким образом, в дальнейшем изложении будут использованы четыре условия на границе сред в виде: 1) баланса магнитного и плазменного давлений; 2) одинакового перемещения электронов в электрическом дрейфе с противоположных сторон интерфейса; 3) непрерывности нормальной компоненты электрической индукции (вектора поляризации); 4) непрерывности продольной составляющей напряжённости электрического поля (вдоль магнитной силовой линии).

Магнитогидродинамическое рассмотрение [23] не принимало во внимание электродинамические условия 3 и 4 и тем самым упускало уходящую ионно-звуковую волну, а следовательно, и такой механизм затухания поверхностной структуры.¹ В свою очередь, электродинамический подход [24] справедлив для среды с низким плазменным давлением ($p_{\text{pl}} \ll p_{\text{mag}}$), когда электроны не способны деформировать вмороженное в них поле, гофрировать межсредовую границу и дрейфовать за ионами, зануляя поперечную поляризацию среды. Предел жёстких магнитных силовых линий допускает локализацию приповерхностной структуры в плазме лишь на широком пространственном масштабе по сравнению с продольной длиной волны на низких частотах $\omega_{\text{Bi}} < \omega \ll \omega_{\text{pi}}$. Такой вариант не включает в себя структуру, обнаруженную в численном моделировании [5, 6], где давления p_{pl} и p_{mag} одного порядка величины, так что граница подвижная.

Вместе с тем четыре граничных условия обуславливают число волн (четыре), участвующих в дальнейшем рассмотрении. Сильное отличие плазменных концентраций по разные стороны

¹ Вместе с тем в работе [26] предложен вариант диссипации поверхностной волны вследствие её резонанса с альвеновской волной внутри магнитной стенки ненулевой толщины a с декрементом порядка $(k_{\parallel} a)\omega$. Мы пренебрегаем данным резонансом.

от границы позволяет разрешить систему граничных условий на амплитуды волн методом последовательных приближений: линейная система уравнений по сути решается методом Гаусса, а стандартное условие нулевого детерминанта системы сводится к разрешимости уравнения баланса давлений, где все величины выражены через одну переменную — потенциал прижатой ионно-звуковой моды в плотной плазме.

4. МОДЕЛЬ ПЛАЗМЕННОГО СЛОЯ КАК ПОЛУПРОСТРАНСТВА, ВЫТЕСНИВШЕГО МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

Исходя из изложенного качественного сценария, сформулируем конкретную модель границы сред для расчёта параметров поверхностной волны. Два изотермических плазменных полупространства с сильно отличающимися невозмущёнными ионными концентрациями n_{in} и $n_{\text{ext}} \ll n_{\text{in}}$ соприкасаются вдоль плоскости, на которой стационарная часть индукции магнитного поля переходит от «низкого» значения B_{in} внутри более плотной среды до высокого значения $B_{\text{ext}} \gg B_{\text{in}}$ снаружи. Электронное давление внутри плотной среды $p_{\text{e in}} = Zn_{\text{in}}T_e$ существенно превышает локальное магнитное давление $p_{\text{mag in}} = B_{\text{in}}^2/(8\pi)$, где Z — зарядовое число ионов, T_e — электронная температура. Считаем ионы более холодными, чем электроны, для существования ионного звука. Внутренняя плотная плазма удерживается от разлёта магнитным давлением во внешней разрежённой среде: $B_{\text{ext}}^2/(8\pi) \approx p_{\text{e in}}$. Для указанного соотношения давлений и плазменных концентраций однородная ионно-звуковая скорость $c_s = \sqrt{ZT_e/m_i}$ существенно превышает альвеновскую скорость во внутреннем полупространстве $c_{\text{A in}} = B_{\text{in}}/\sqrt{4\pi m_i n_{\text{in}}}$ и, напротив, существенно ниже аналогичной скорости во внешней области $c_{\text{A ext}} = B_{\text{ext}}/\sqrt{4\pi m_i n_{\text{in}}}$, где m_i — масса иона:

$$c_{\text{A in}} \ll c_s \ll c_{\text{A ext}}. \quad (1)$$

Решаемая проблема в целом относится к задаче Френеля о коэффициентах отражения и прохождения волны при столкновении с плоской межсредовой границей (с толщиной меньше поперечных длин падающей, отражённой и прошедшей волн). Искомая поверхностная структура в плотной плазме отвечает режиму полного внутреннего отражения для ионного звука, падающего на границу из разрежённого полупространства. Падающая волна накачивает поверхностную структуру до стационарного уровня за большое число периодов поля (характеризующее добротность прижатой моды). По выходе на стационарный режим энергия падающего ионного звука полностью переходит в отражённую волну. Мы интерпретируем проблему не как накачку и стационарный режим в задаче Френеля, а, напротив, медленное затухание поверхностной структуры после отключения падающего ионного звука (в отсутствие внутренней накачки со стороны неравновесной двухпотоковой ионной фракции).

Поверхностную волну следует ожидать на частотах ω , превышающих ионную гирочастоту в полупространстве со слабым магнитным полем $\omega_{B \text{ in}}$. На более низких частотах ($\omega < \omega_{B \text{ in}}$) электроны перестают компенсировать ионный ток по каждой декартовой координате и обеспечивают лишь нулевую дивергенцию суммарного электрического тока в чём-то подобно режиму униполярной диффузии. В таких условиях существует ненулевая волновая поляризация плотной среды поперёк магнитного поля и не удаётся обеспечить непрерывность нормальной компоненты электрической индукции на границе между полупространствами со спаданием поля в обе стороны от контакта сред. Такой запрет происходит от одинакового знака диагональных элементов поперечной ионной диэлектрической восприимчивости по обе стороны от интерфейса, тогда как недиагональные элементы тензора диэлектрической проницаемости обращаются в нуль вследствие совместного электрического дрейфа всех частиц плазмы в магнитном поле.

В свою очередь, существование слабозатухающей поверхностной структуры в «высокочастотном» пределе $\omega \gg \omega_{Bi\text{ext}}$ сталкивается с аналогичным ограничением в виде одинакового (уже отрицательного) знака поперечной ионной поляризуемости в обоих полупространствах. В ионном звуке в разрежённом полупространстве по-прежнему сохраняется раздельное движение ионов и электронов в силу низкого электронного давления по сравнению с магнитным ($c_s^2 \ll c_{A\text{ext}}^2$) в отличие от плотного полупространства, где выполняется противоположное соотношение между давлениями и электроны нейтрализуют ионный ток по каждой декартовой координате (см. раздел 4.1 далее). Последнее создаёт нулевую электрическую индукцию в ионном звуке в плазме высокого давления, а не только её нулевую дивергенцию.

Совместное перемещение электронов с замороженной в них границей в обоих полупространствах (а также баланс возмущений давления на границе) удаётся обеспечить за счёт прижатого к границе вистлера в разрежённом полупространстве (продолжения быстрого магнитного звука в область частот $\omega > \omega_{Bi\text{ext}}$). Однако непрерывность на границе нормальной компоненты нулевой электрической индукции требует совместного с интерфейсом сред движения не только электронной, но и ионной фракции в разрежённом полупространстве. Требуемая динамика достигается, лишь если электрический потенциал ионного звука в разрежённом полупространстве не убывает, а нарастает с удалением от границы (вследствие одинакового знака поперечной ионной диэлектрической восприимчивости в обоих полупространствах и непрерывности электрического потенциала на границе), т.е. волновая структура не локализована вблизи интерфейса сред в диапазоне $\omega \gg \omega_{Bi\text{ext}}$.

Таким образом, мы ограничимся диапазоном между ионными гирочастотами в плотном и разрежённом полупространствах:

$$\omega_{Bi\text{in}} \ll \omega \ll \omega_{Bi\text{ext}}. \quad (2)$$

Этот интервал выделен существованием мод с совместным движением обеих плазменных фракций по нормали к границе в каждом полупространстве (а следовательно, малой нормальной компонентой индукции электрического поля по сравнению с поляризацией каждой фракции): ионного звука в плотном полупространстве и магнитного звука в разрежённой области. Фазовая скорость каждой волны (в режиме чисто действительных компонент волнового вектора) порядка максимальной из ионно-звуковой и альвеновской скоростей для своей области. Поэтому обе моды классифицируются как быстрая магнитозвуковая волна в своём полупространстве.

4.1. Взаимная компенсация ионного и электронного токов в ионном звуке в полупространстве с плотной плазмой

Электростатическая волна ионно-звукового типа с потенциалом $\Phi_{inIS}(\mathbf{r})$ устанавливает больцмановское распределение электронов, чему соответствует возмущение плазменного давления

$$\delta p_{in} = n_{in} e \Phi_{inIS}, \quad (3)$$

где $e > 0$ — элементарный заряд. В этом случае электронный ток от электрического дрейфа в поперечном электрическом поле $E_n = -\partial \Phi_{inIS} / \partial x_n$ компенсируется диамагнитным током от градиента электронного давления $\partial p_{e\text{in}} / \partial x_n$. Здесь декартова ось x_n направлена вдоль нормали $\mathbf{n}^0$ к плоской границе сред из плотного в разрежённое полупространство. Поперечная ось однородности задачи $\boldsymbol{\tau}^0 = [\mathbf{b}^0, \mathbf{n}^0]$ образует правую тройку с направлением $\mathbf{b}^0$ стационарной магнитной индукции $\mathbf{B}$ и ортом $\mathbf{n}^0$.

Ионный звук в магнитном поле не является чисто электростатической волной в силу анизотропии среды, как минимум электронной фракции, и содержит в себе более слабое индукционное

электрическое поле. В частотном диапазоне (2) и на более высоких частотах вплоть до $\omega \sim \omega_{Bi\text{ext}}^2/(2\omega_{Bi\text{in}})$ недиагональные элементы тензора диэлектрической проницаемости в плотном полупространстве $\varepsilon_{n\tau} = -\varepsilon_{\tau n} \approx -i\omega_{pi\text{in}}^2/(\omega\omega_{Bi\text{in}}) = -i[c^2/(2c_s^2)] [\omega_{Bi\text{ext}}^2/(\omega\omega_{Bi\text{in}})]$, описывающие ток электрического дрейфа электронов для процесса с временной зависимостью $\exp(-i\omega t)$, превышают по модулю не только диагональные элементы $\varepsilon_{nn} = \varepsilon_{\tau\tau} \approx -\omega_{pi\text{in}}^2/\omega^2$ того же тензора, происходящие от тока поляризации ионов, но и квадрат условного показателя преломления для ионного звука c^2/c_s^2 . В условиях указанного доминирования недиагональных элементов поперечная к магнитному полю компонента ионного тока поляризации $j_{in} = i\omega_{pi\text{in}}^2/(4\pi\omega) E_n$ компенсируется электронным током электрического дрейфа

$$j_{en} = -\omega_{pi\text{in}}^2/(4\pi\omega_{Bi\text{in}}) E_\tau \quad (4)$$

в индукционном электрическом поле с модулем $|E_\tau| = |i\omega_{Bi\text{in}} E_n/\omega| \ll |E_n|$.² Последнее направлено вдоль оси трансляционной симметрии задачи $\boldsymbol{\tau}^0 = [\mathbf{b}^0, \mathbf{n}^0]$. В таком режиме силовые линии магнитного поля заморожены в электронную, а следовательно, и ионную фракции.

Сама по себе напряжённость электрического поля E_τ вдоль оси трансляционной симметрии в отсутствие иных декартовых компонент электрического поля в диапазоне частот (2) создаёт электронный ток с нулевой дивергенцией, чтобы не возмущать электронную концентрацию, а следовательно, электронное давление и тем самым не создавать составляющую электрического поля вдоль невозмущённой магнитной силовой линии. Поэтому компонента дрейфового тока (4) сопровождается продольным электронным током

$$\tilde{j}_{e\parallel} = -(k_n/k_\parallel) j_{en} = i\omega_{pi\text{in}}^2 k_n/(4\pi\omega k_\parallel) E_n. \quad (5)$$

Ему соответствуют ненулевые элементы диэлектрического тензора $\varepsilon_{\tau\parallel} = -\varepsilon_{\parallel\tau} = (k_n/k_\parallel) \varepsilon_{n\tau}$ для процессов с фазовой скоростью ниже тепловой скорости электронов [27, формула (4.98)]. Здесь k_n и $k_\parallel$ — компоненты волнового вектора $\mathbf{k} = k_n \mathbf{n}^0 + k_\parallel \mathbf{b}^0$.

Условие нулевого суммарного продольного электронного тока (5), поляризационного ионного тока $j_{i\parallel} = i\omega_{pi\text{in}}^2/(4\pi\omega) E_\parallel$ и электронного тока продольного дебаевского экранирования $j_{e\parallel} = -i\omega\omega_{pi\text{in}}^2/(c_s^2 k_\parallel^2) E_\parallel$ с учётом потенциальности $E_n = k_n E_\parallel/k_\parallel$ компонент E_n и $E_\parallel$ электрического поля обуславливает дисперсионное соотношение для ионного звука, как в немагнитной плазме:

$$\omega^2 = c_s^2 (k_\parallel^2 + k_n^2). \quad (6)$$

Для прижатой к границе ионно-звуковой волны в плотном полупространстве компонента волнового вектора

$$k_n = -i\chi_{inIS} \quad (7)$$

чисто мнимая (в пренебрежении временным затуханием волновой структуры). Поэтому частота (6) поверхностной волны ниже частоты объёмного звука при том же продольном волновом числе $k_\parallel$.

² В разрежённом полупространстве на частотах $\omega > \omega_{Bi\text{ext}}$ недиагональные элементы диэлектрического тензора оказываются меньше по абсолютной величине, чем квадрат показателя преломления ионного звука, что в итоге не позволяет сгенерировать достаточное индукционное поле E_τ и компенсировать ионную поляризацию по каждой декартовой координате током электрического дрейфа электронов.

4.2. Электрическое поле в переходном слое между плазменными полупространствами

В переходном слое между плазменными полупространствами поперечные диагональные элементы тензора диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{nn} = \varepsilon_{\tau\tau} = \omega_{\text{pi}}^2 / (\omega_{B\text{i}}^2 - \omega^2)$ и недиагональные элементы $\varepsilon_{n\tau} = -\varepsilon_{\tau n} = i\omega_{\text{pi}}^2\omega / [\omega_{B\text{i}}(\omega_{B\text{i}}^2 - \omega^2)]$, описывающие ток электрического дрейфа ионов и электронов, демонстрируют резонансную особенность на плоскости, где локальная ионная гирочастота $\omega_{B\text{i}}$ совпадает с частотой звука ω . Чтобы сохранить непрерывную нулевую нормальную компоненту электрической индукции в переходном слое как и в плотном полупространстве нормальная E_n и тангенциальная E_τ напряжённости электрического поля оказываются связанными между собой «импедансным» равенством

$$E_\tau = i\omega_{B\text{i}}E_n/\omega. \quad (8)$$

Вместе с тем для поддержания однородной дрейфовой скорости электронов cE_τ/B внутри переходного слоя составляющая E_τ должна изменяться пропорционально локальной магнитной индукции $B \propto \omega_{B\text{i}}$. Поэтому индукционная компонента E_τ увеличивается в $\omega_{B\text{i ext}}/\omega_{B\text{i in}} \gg 1$ раз при переходе через границу в разрежённое полупространство и становится существенно больше составляющей E_n в плотном полупространстве. Таким образом, однородность дрейфовой скорости электронов в приграничном слое обеспечивает трансформацию ионного звука в плотном полупространстве в неоднородный магнитный звук в разрежённом полупространстве (ТЕ-волну), который преимущественно поляризован вдоль оси τ^0 трансляционной симметрии задачи в диапазоне частот (2).

Скачок тангенциально-трансверсальной компоненты E_τ на границе между полупространствами соответствует уравнению электромагнитной индукции Фарадея для подвижной границы, если на последней учесть перепад стационарного магнитного поля и перемещение границы со скоростью электрического дрейфа cE_τ/B . Вместе с тем согласно импедансному равенству (8) непосредственно на резонансной плоскости $\omega_{B\text{i}} = \omega$ поляризация поперечного электрического поля $E_n\mathbf{n}^0 + E_\tau\boldsymbol{\tau}^0$ круговая по направлению гироваращения электрона, что исключает резонанс поля с ионами.

4.3. Непрерывность нормальной компоненты электрической индукции на границе. Уходящий ионный звук и вистлер

Если рассматривать задачу о поверхностной волне как задачу Френеля, где ионный звук падает на границу из разрежённого полупространства и отражается в условиях полного внутреннего отражения, то условие непрерывности на границе продольной компоненты напряжённости электрического поля и нулевой нормальной компоненты электрической индукции определяют отражение с единичным коэффициентом по амплитуде электрического потенциала. На границе электрический потенциал в падающей и отражённой волнах составляет половину потенциала прижатой ионно-звуковой волны $\Phi_{\text{in IS}}$ в плотном полупространстве. В свою очередь, ненулевые нормальные компоненты электрической индукции в падающей и отражённой волнах взаимно компенсируют друг друга на границе полупространств.

В отсутствие падающей ионно-звуковой волны только отражённая волна уже не обеспечивает одновременную непрерывность обеих вышеуказанных компонент поля. Поэтому уходящая ионно-звуковая волна должна быть дополнена уходящим вистлером в плотном полупространстве в рассматриваемом варианте задачи. Сильное отличие плазменной концентрации в полупространствах требует большей амплитуды колебаний частиц в уходящем ионном звуке, чем в вистлере,

чтобы обеспечить равные нормальные компоненты электрической индукции (которые пропорциональны плотности тока среды с коэффициентом $4\pi i/\omega$ в гармоническом процессе) по разные стороны от границы. Поэтому напряжённость электрического поля в уходящем ионном звуке оказывается существенно выше, чем в вистлере, что позволяет найти амплитуды убегających волн последовательной итерацией.

4.4. Неоднородный магнитный звук в разрежённом полупространстве

В начальном приближении пренебрегаем уходящим ионным звуком и вистлером, чтобы определить чисто действительную частоту ω околоповерхностной структуры в отсутствие потерь на излучение волн. Дисперсионное соотношение для магнитного звука в разрежённом полупространстве

$$\omega^2 = c_{\text{A ext}}^2 (k_{\parallel}^2 + k_n^2)$$

устанавливает чисто мнимую нормальную составляющую волнового вектора $k_n \approx i|k_{\parallel}|$, примерно равную по абсолютному значению продольной компоненте $k_{\parallel}$ для прижатой ТЕ-моды в разрежённом полупространстве, т. к. альвеновская скорость $c_{\text{A ext}}$ существенно превышает звуковую скорость c_s (см. неравенства (1)), а единая частота (6) волновой структуры порядка или ниже значения $c_s k_{\parallel} \ll c_{\text{A ext}} k_{\parallel}$.

Условие вмороженности магнитного поля в электронную фракцию связывает возмущение продольной компоненты магнитной индукции с неоднородностью нормальной компоненты смещения электронов ξ_{en} стандартным соотношением

$$\delta B_{\parallel} = -ik_n \xi_{en} B_{\text{ext}} = |k_{\parallel}| \xi_{en} B_{\text{ext}}$$

[28, формула (2.12)]. В свою очередь, баланс возмущений магнитного

$$\delta p_{\text{mag}} = B_{\text{ext}} \delta B_{\parallel} / (4\pi) = 2p_{\text{mag ext}} |k_{\parallel}| \xi_{en} \quad (9)$$

и плазменного (3) давлений по разные стороны от границы налагает дополнительную связь между волновыми числами $k_{\parallel}$, $\varkappa_{\text{in IS}}$ и частотой ω для поверхностной структуры

$$2|k_{\parallel}| \varkappa_{\text{in IS}} \frac{c_s^2}{\omega^2} = 1, \quad (10)$$

если в качестве смещения электронов ξ_{en} на границе принять только их смещение в прижатой ионно-звуковой волне $\xi_{en0} = Ze \varkappa_{\text{in IS}} \Phi_{\text{in IS}} / (m_i \omega^2)$.

Баланс давлений в форме (10) раскрывается в явные дисперсионные зависимости

$$\varkappa_{\text{in IS}} = (\sqrt{2} - 1) |k_{\parallel}|; \quad (11)$$

$$\omega^2 = 2 (\sqrt{2} - 1) c_s^2 k_{\parallel}^2 \approx 0,91^2 c_s^2 k_{\parallel}^2 \quad (12)$$

с учётом общей связи (6) между параметрами $k_{\parallel}$, $\varkappa_{\text{in IS}}$ и ω .

Одинаковое перемещение электронов вместе с вмороженной в них границей как в прижатой ионно-звуковой моде $\xi_{en0} = Ze \varkappa_{\text{in IS}} \Phi_{\text{in IS}} / (m_i \omega^2)$ в плотном полупространстве, так и в неоднородной магнитозвуковой волне $\xi_{en0} = iZeE_{\tau \text{ MS}} / (m_i \omega B_{\text{ext}})$ в разрежённой плазме объясняет резкое повышение напряжённости электрического поля

$$E_{\tau \text{ MS}} = \frac{i\omega B_{\text{ext}}}{\omega} (-\varkappa_{\text{in IS}} \Phi_{\text{in IS}}) = (\sqrt{2} - 1) \frac{\omega B_{\text{ext}}}{\omega} (-i|k_{\parallel}| \Phi_{\text{in IS}}) \quad (13)$$

снаружи магнитной арки по сравнению с полем внутри $\mathbf{E}_{\text{in IS}} = -(\varkappa_{\text{in IS}} \mathbf{n}^0 + ik_{\parallel} \mathbf{b}^0) \Phi_{\text{in IS}}$ — по порядку величины в $\omega_{B\text{ext}}/\omega \gg 1$ раз. Данное обстоятельство соответствует обсуждавшемуся в разделе 4.2 росту компоненты E_{τ} внутри переходного слоя. Повышенная напряжённость E_{τ} снаружи магнитной арки в точности отвечает результату обсуждаемого численного моделирования [5].

4.5. Уходящий ионный звук

Уходящая ионно-звуковая волна в разрежённом полупространстве происходит от непрерывности продольной составляющей напряжённости электрического поля на границе полупространств в пренебрежении более слабым полем уходящего вистлера. Данное обстоятельство приводит к одинаковому электрическому потенциалу на границе в прижатой ионно-звуковой структуре в плотном полупространстве $\Phi_{\text{in IS}}$ и уходящей ионно-звуковой волне $\Phi_{\text{ext IS}}$.

В частотном диапазоне (2) дисперсионная зависимость ионного звука в разрежённом полупространстве [28, рис. 16]

$$\omega^2 = \frac{c_s^2 k_{\parallel}^2}{1 + c_s^2 k_n^2 / \omega_{B\text{ext}}^2} \quad (14)$$

фиксирует независящую от частоты нормальную компоненту волнового вектора уходящего ионного звука

$$k_{n\text{ext IS}}^2 = \frac{\sqrt{2} - 1}{2} \frac{\omega_{B\text{ext}}^2}{c_s^2} \gg k_{\parallel}^2, \quad (15)$$

чтобы частота (14) последнего совпадала с частотой (12) прижатой волновой структуры с противоположной стороны границы.

Нормальная компонента $v_{\text{gr } n} = \partial\omega/\partial k_n$ групповой скорости уходящего ионного звука должна быть направлена наружу от границы полупространств. Дисперсионная зависимость (14) устанавливает встречное направление нормальных компонент волнового вектора k_n и групповой скорости $v_{\text{gr } n}$. Поэтому составляющая $k_{n\text{ext IS}}$ волнового вектора убегающего звука ориентирована не наружу, а, напротив, внутрь плотного полупространства: $k_{n\text{ext IS}} = -|k_{n\text{ext IS}}|$.

Длина волны уходящего ионного звука $2\pi/|k_{n\text{ext IS}}|$ существенно короче пространственного масштаба локализации неоднородной магнитозвуковой моды около границы $1/|k_{\parallel}|$ (см. формулу (15)), что означает более мелкомасштабные вариации нормальной компоненты напряжённости E_n , чем тангенциальной составляющей E_{τ} в разрежённом полупространстве. Такое соотношение масштабов качественно соответствует результату численного моделирования [5].

Большое значение волнового числа $|k_{n\text{ext IS}}|$ по сравнению с компонентами $|k_{\parallel}|$ и $\varkappa_{\text{in IS}}$ для прижатой ионно-звуковой волны в плотном полупространстве (см. выражения (11) и (15)) приводит к возрастанию нормальной компоненты напряжённости электрического поля непосредственно снаружи арки

$$E_{n\text{ext IS}} \equiv i |k_{n\text{ext IS}}| \Phi_{\text{in IS}} = - \left(\sqrt{2} - 1 \right) \frac{\omega_{B\text{ext}}}{\omega} (-i |k_{\parallel}| \Phi_{\text{in IS}}) = -E_{\tau \text{ MS}}$$

до уровня тангенциальной составляющей (13). Сопоставимый уровень нормальной и тангенциальной компонент напряжённости электрического поля снаружи плазменного шнура также соответствует результату численного моделирования [5], см. рис. 3 и 4 данной работы.

4.6. Уходящий вистлер

В отличие от прижатой ионно-звуковой структуры в плотном полупространстве, в уходящем ионном звуке отсутствует возможность нейтрализовать нормальную компоненту переменного ионного тока посредством электронного тока электрического дрейфа, т.к. последний одинаково вовлекает в себя обе плазменные фракции в частотном диапазоне (2). В результате нескомпенсированное движение ионной фракции от поляризационного дрейфа [29, приложение I, § 8.2] в уходящем ионном звуке наводит на границе полупространств переменный поверхностный заряд

$$\sigma_{\text{ext IS}} = -Zen_{\text{i ext}} \frac{i|k_{\text{n ext IS}}|}{\varkappa_{\text{in IS}}} \frac{\omega^2}{\omega_{\text{Bi ext}}^2} \xi_{\text{en0}}. \quad (16)$$

Заряд (16) на интерфейсе сред нейтрализуется ненулевым смещением электронов относительно ионов в плотном полупространстве от движения в поле «коротковолнового» уходящего вистлера, что и восстанавливает непрерывность нормальной компоненты электрической индукции на границе. Дисперсионное уравнение для вистлера

$$\omega = c^2 |k_{\parallel}| k \omega_{\text{Bi in}} / \omega_{\text{pi in}}^2$$

выстраивает его волновой вектор почти перпендикулярно границе между полупространствами со значением

$$|k_{\text{Wn}}| \approx k_{\text{W}} = \sqrt{2(\sqrt{2}-1)} \frac{\omega_{\text{pi in}}^2 c_{\text{s}}}{c^2 \omega_{\text{Bi in}}} = \sqrt{(\sqrt{2}-1)/2} \frac{\omega_{\text{Bi ext}}}{c_{\text{s}}} \frac{\omega_{\text{Bi ext}}}{\omega_{\text{Bi in}}}.$$

Длина волны вистлера $2\pi/k_{\text{W}}$ оказывается существенно короче не только характерного пространственного масштаба прижатой ионно-звуковой и магнитозвуковой волн $1/|k_{\parallel}|$, но и длины волны уходящего ионного звука в разрежённом полупространстве — в $\omega_{\text{Bi ext}}/\omega_{\text{Bi in}} \gg 1$ раз (см. формулу (15)).

В отличие от плазмы низкого давления ($c_{\text{s}}^2 \ll c_{\text{A}}^2$) обсуждаемый вистлер поляризован практически в плоскости границы между полупространствами; поляризация близка к циркулярной и содержит примерно равные компоненты напряжённости электрического поля вдоль магнитной силовой линии и вдоль оси τ^0 трансляционной симметрии, тогда как нормальная составляющая напряжённости существенно ниже. Такая особенность поляризации происходит в первую очередь оттого, что фазовая скорость вистлера ниже тепловой электронной скорости, так что напряжённость электрического поля вдоль оси τ^0 трансляционной симметрии возбуждает ток электрического дрейфа совместно с продольным током без возмущения электронной концентрации (речь идёт о токе (5) при наличии только напряжённости E_{τ} в отсутствие компоненты E_n). Вместе с тем диагональные элементы диэлектрической проницаемости плазмы, в том числе вдоль внешнего магнитного поля, оказываются одного порядка между собой и существенно ниже по абсолютной величине, чем квадрат показателя преломления вистлера $k_{\text{W}}^2 c^2 / \omega^2$.

Соответственно, вистлер порождает дрейфовое смещение электронов вдоль нормали к границе с амплитудой

$$\xi_{\text{en1}} = \frac{\sigma_{\text{ext IS}}}{Zen_{\text{i in}}} = - \frac{i|k_{\text{n ext IS}}|}{\varkappa_{\text{in IS}}} \frac{\omega^2}{\omega_{\text{Bi ext}}^2} \frac{n_{\text{i ext}}}{n_{\text{i in}}} \xi_{\text{en0}} = - \frac{i\omega}{\omega_{\text{Bi ext}}} \frac{n_{\text{i ext}}}{n_{\text{i in}}} \xi_{\text{en0}} \quad (17)$$

(см. формулы (11), (12), (15) и (16)), которое по модулю значительно меньше ξ_{en0} . Уточняем возмущение магнитного давления (9), учитывая дополнительное электронное перемещение (17)

в полной амплитуде колебаний $\xi_{en} = \xi_{en0} + \xi_{en1}$ замороженного в электроны магнитного поля. Принимаем также во внимание, что вистлер не возмущает электронную концентрацию, а следовательно, и давление в плотном полупространстве в силу высокой тепловой скорости электронов по сравнению с фазовой скоростью вистлера. Тогда баланс давлений в виде равенства (10) корректируется домножением его левой части на поправочный фактор $1 + \xi_{en1}/\xi_{en0}$:

$$2|k_{\parallel}| \kappa_{inIS} \frac{c_s^2}{\omega^2} \left(1 + \frac{\xi_{en1}}{\xi_{en0}}\right) = 1. \quad (18)$$

Равенство (18) представляет собой комплексное дисперсионное уравнение с временным затуханием волновой структуры. Волновое число $k_{\parallel}$ сохраняем действительным, а частоту ω и параметр κ_{inIS} принимаем комплексными величинами с малыми мнимыми частями $\Delta\omega$ и $\Delta\kappa_{inIS}$ по сравнению с действительными частями тех же величин и пропорциональными отношению $|\xi_{en1}/\xi_{en0}|$, которое много меньше единицы. Частота ω и параметр κ_{inIS} по-прежнему связаны между собой дисперсионным соотношением для ионного звука (6) и (7). Поэтому мнимые части $\Delta\omega$ и $\Delta\kappa_{inIS}$ удовлетворяют равенству $\omega \Delta\omega = -c_s^2 \kappa_{inIS} \Delta\kappa_{inIS}$, или в эквивалентной форме $(\Delta\kappa_{inIS})/|k_{\parallel}| = -(2\Delta\omega)/\omega$ с учётом выражений (11) и (12).

Сохраняя в формуле (18) величины первого порядка по отношению ξ_{en1}/ξ_{en0} , находим мнимую часть частоты

$$\Delta\omega = \frac{\sqrt{2}-1}{2\sqrt{2}} \frac{\xi_{en1}}{\xi_{en0}} \omega = -\frac{\sqrt{2}-1}{2\sqrt{2}} \frac{i\omega^2}{\omega_{Biext}} \frac{n_{iext}}{n_{iin}}, \quad (19)$$

которая по модулю существенно ниже действительной части ω . Данное обстоятельство обосновывает высокую добротность рассмотренной околоповерхностной структуры.³

ВЫВОДЫ

Выполненное аналитическое исследование объясняет ярко выраженную приповерхностную структуру электрического поля вдоль верхнего и нижнего сводов магнитной арки, которое обнаружено в результате численного моделирования [5, 6] столкновения двух встречных сверхзвуковых потоков в магнитной трубке, когда динамическое давление каждого течения выбрано порядка давления невозмущённого магнитного поля. Плазменные струи выталкивают наружу исходное магнитное поле, так что реализуется система с высоким плазменным давлением по сравнению с давлением оставшегося в трубке магнитного поля. Плазменный шнур удерживается от дальнейшего разлёта давлением вытесненного магнитного поля.

Поверхностная структура реализуется в частотном диапазоне между ионными гирочастотами ω_{Biin} и ω_{Biext} внутри и снаружи арки. В этом диапазоне во внутренней плотной и внешней разреженной среде существуют волны, где ионная и электронная поляризации почти компенсируют друг друга по нормали к границе: ионный звук в среде с плазменным давлением выше магнитного и магнитный звук в среде с низким собственным давлением. В ионном звуке замороженные в магнитное поле электроны деформируют магнитные силовые линии за счёт своего теплового давления и дрейфуют за немагнитными ионами. В магнитном звуке ионы и электроны дрейфуют совместно: обе фракции заморожены в магнитное поле. В прижатой ионно-звуковой волне расширение ионной фракции поперёк магнитного поля с выталкиванием наружу межсредовой границы сопровождается более сильным сжатием в продольном направлении ($k_{\parallel}^2 > \kappa_{inIS}^2$)

³ Тот же порядок величины декремента (19) получается как отношение потока энергии в уходящем ионном звуке (по нормали к границе) к энергии в прижатой ионно-звуковой моде в плотном полупространстве на единицу площади интерфейса сред.

и повышением плазменного давления от поддерживающих квазинейтральность электронов. Указанное движение границы сжимает сильное магнитное поле снаружи, компенсирующее своим давлением переменное давление плотной плазмы.

Квазистатическая линейная трансформация ионного звука в магнитный происходит в переходном слое между средами в условиях однородной дрейфовой скорости электронов cE_τ/B . Такой режим порождает существенное увеличение тангенциальной компоненты электрического поля при переходе наружу арки — в $\omega_{Bi\text{ext}}/\omega_{Bi\text{in}} \gg 1$ раз. В результате снаружи электрическая компонента E_τ превышает не только аналогичную слабую компоненту во «внутренней» ионно-звуковой моде, но и полное электрическое поле в последней — в $\omega_{Bi\text{ext}}/\omega \gg 1$ раз. Именно такое увеличение напряжённости электрического поля привлекло наше внимание в численном моделировании [5].

Указанная линейная трансформация ионного звука в магнитный меняет поляризацию волнового процесса в пространстве. На резонансной поверхности внутри переходного слоя, где локальная ионная гирочастота совпадает с частотой волнового процесса, электрическое поле поляризовано строго циркулярно в поперечной к магнитным линиям плоскости с направлением вращения, как у электрона. Такая поляризация исключает циклотронный резонанс с холодными ионами.

Низкая нормальная к границе компонента поляризации среды в магнитном звуке (из-за совместного дрейфа плазменных фракций) позволяет ему согласоваться с ионным звуком на границе не только по давлению, но и по нормальной компоненте электрической индукции (поляризации). Такое «двойное» согласование оставляет лишь энергетически слабый ионный звук, уходящий во внешнюю разрежённую среду (порождаемый ненулевой продольной составляющей напряжённости электрического поля в прижатой ионно-звуковой моде). Уходящая волна обуславливает медленное затухание волновой структуры во времени.

Убегающий ионный звук близок к электростатическим ионным циклотронным колебаниям с волновым вектором почти поперёк магнитных линий. Более сильная нормальная к границе компонента напряжённости E_n в таких колебаниях существенно превышает поле прижатой ионно-звуковой структуры в плотной плазме и достигает уровня тангенциальной составляющей E_τ в магнитозвуковой моде. Напряжённость E_n в уходящем ионном звуке осциллирует на более коротком пространственном масштабе, чем область локализации монотонно спадающей от границы магнитозвуковой моды. Одинаковый порядок величины электрических компонент E_τ и E_n соответствует результатам обсуждаемого численного моделирования [5, 6], равно как и более мелкомасштабные осцилляции нормальной составляющей E_n (см. рис. 3 и 4).

Фазовая скорость рассмотренной поверхностной волны лишь примерно на 10 % ниже фазовой скорости объёмного ионного звука (см. формулу (12)). Данное обстоятельство не создаёт специфической предпосылки для преимущественной раскачки или затухания поверхностной моды по сравнению с объёмным звуком за счёт черенковского резонанса с электронами или ионами, обладающими двугорбым распределением по продольной скорости. Вместе с тем характерная ширина $1/\chi_{\text{inIS}}$ локализации приповерхностной ионно-звуковой волны в плазме относительно узкая и составляет примерно треть длины волны $2\pi/|k_\parallel|$. Такая характеристика существенно расширяет интервал скоростей ионов, способных «резонансно» взаимодействовать с поверхностной структурой за время пролёта внутри неё, если ионная тепловая скорость приближается к скорости звука. Поэтому механизм раскачки поверхностной моды при столкновении плотных сверхзвуковых потоков плазмы в магнитной трубке остаётся открытым.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 23-12-00317).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Викторов М. Е., Водопьянов А. В., Голубев С. В. и др. // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41, № 18. С. 74–81.
2. Viktorov M. E., Mansfeld D. A., Vodopyanov A. V., et al. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2017. V. 59, No. 7. Art. no. 075001. <https://doi.org/10.1088/1361-6587/aa6c36>
3. Lindberg L. // Astrophys. Space Sci. 1978. V. 55, No. 1. P. 203–225. <https://doi.org/10.1007/BF00642589>
4. Михайловский А. Б. Теория плазменных неустойчивостей. Т. 2. Неустойчивости неоднородной плазмы. М. : Атомиздат, 1977. 360 с.
5. Korzhimanov A. V., Koryagin S. A., Sladkov A. D., Viktorov M. E. // Phys. Plasmas. 2025. V. 32, No. 5. Art. no. 052305. <https://doi.org/10.1063/5.0253315>
6. Korzhimanov A. V., Zemskov R. S., Koryagin S. A., Viktorov M. E. <https://arxiv.org/abs/2508.02519>
7. Голант В. Е., Жилинский А. П., Сахаров И. Е. Основы физики плазмы. СПб. : Лань, 2011. 448 с.
8. Forslund D. W., Shonk C. R. // Phys. Rev. Lett. 1970. V. 25, No. 5. P. 281–284. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.25.281>
9. Forslund D. W., Shonk C. R. // Phys. Rev. Lett. 1970. V. 25, No. 25. P. 1699–1702. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.25.1699>
10. McKee C. F. // Phys. Rev. Lett. 1970. V. 24, No. 18. P. 990–994. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.24.990>
11. Sladkov A., Smets R., Korzhimanov A. // J. Phys. Conf. Ser. 2020. V. 1640. Art. no. 012011. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1640/1/012011>
12. Михайловский А. Б. Теория плазменных неустойчивостей. Т. 1. Неустойчивости однородной плазмы. М. : Атомиздат, 1975. 272 с.
13. Plaschke F. // Low-Frequency Waves in Space Plasmas. Hoboken : Willey, 2016. P. 193–212. <https://doi.org/10.1002/9781119055006.ch12>
14. Archer M. O., Pilipenko V. A., Li B., et al. // Front. Astron. Space Sci. 2024. V. 11. Art. no. 1407172. <https://doi.org/10.3389/fspas.2024.1407172>
15. Plaschke F., Glassmeier K.-H. // Ann. Geophys. 2011. V. 29. P. 1793–1807. <https://doi.org/10.5194/angeo-29-1793-2011>
16. Пилипенко В. А., Козырева О. В., Бэддели Л. и др. // Солн.-земн. физика. 2017. Т. 3, № 4. С. 17–26. <https://doi.org/10.12737/szf-34201702>
17. Nakariakov V. M., Pilipenko V., Heilig B., et al. // Space Sci. Rev. 2016. V. 200. P. 75–203. <https://doi.org/10.1007/s11214-015-0233-0>
18. Chandrasekhar S. Hydrodynamic and hydromagnetic stability. New York : Dover Publ., 1961. 658 p.
19. Sen A. K. // Phys. Fluids. 1963. V. 6, No. 8. P. 1154–1163. <https://doi.org/10.1063/1.1706875>
20. Kruskal M. D., Schwarzschild M. // Proc. R. Soc. Lond. Ser. A. 1954. V. 223, No. 1154. P. 348–360. <https://doi.org/10.1098/rspa.1954.0120>
21. Goossens M., Andries J., Soler R., et al. // Astrophys. J. 2012. V. 753, No. 2. Art. no. 111. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/753/2/111>
22. Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А. Основы электродинамики плазмы. М. : Высшая школа, 1988. 424 с.
23. Wentzel D. G. // Astrophys. J. 1979. V. 227, No. 1. P. 319–322. <https://doi.org/10.1086/156732>
24. Кондратенко А. Н. Поверхностные и объёмные волны в ограниченной плазме. М. : Энерго-

- атомиздат, 1985. 208 с.
25. Азаренков Н. А., Бизюков А. А., Гапон А. В., Денисенко И. Б. // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24, № 3. С. 6–11.
26. Wentzel D. G. // *Astrophys. J.* 1979. V. 233, No. 2. P. 756–764. <https://doi.org/10.1086/157437>
27. Железняков В. В. Излучение в астрофизической плазме. М. : Янус-К, 1997. 528 с.
28. Кадомцев Б. Б. Коллективные явления в плазме. М. : Наука, 1988. 304 с.
29. Кролл Н., Трайвелпис А. Основы физики плазмы. М. : Мир, 1975. 528 с.

Поступила в редакцию 9 декабря 2025 г.; принята в печать 24 февраля 2026 г.

SURFACE ION-ACOUSTIC WAVE IN A MAGNETIC ARCH WITH HIGH-PRESSURE PLASMA

S. A. Koryagin, M. E. Viktorov, A. A. Elyasin, and A. V. Korzhimanov

We analytically substantiate the parameters of the surface wave found in numerical simulation of the collision of two oncoming supersonic plasma flows inside a magnetic arch in the context of the experiment on the laboratory stand “Solar Wind” at the Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences (IAP RAS). An ion-acoustic surface wave exists in the regime of dense plasma flows when their dynamic pressure is of the order of the pressure of an undisturbed magnetic field, so that the flows push the initial magnetic field out of their volume. The wave frequency is in the range between the ion gyrofrequencies inside the plasma column and in the outer region of the confining magnetic field. In the external rarefied medium, the near-surface structure is a heterogeneous magnetoacoustic wave, matched in pressure and low total polarization of the medium with the non-uniform ion-acoustic wave in the dense plasma column. The ion-acoustic wave is characterized by an isotropic dispersion law for a real wave number. The energy of the structure is mainly contained in the kinetic energy of the wave motion of the ions inside the tube. At the same time, the electric field is much greater outside. First, the latter circumstance arises from the need to maintain a uniform velocity of the electron electric drift inside the transition layer. Second, the energetically weak ion sound propagating into the external environment is close to electrostatic ion oscillations at the frequencies below the ion gyrofrequency in the external region, which are characterized by the stronger electric field across the ambient magnetic field.