Письма в ЖЭТФ, том 113, вып. 2, с. 96 – 101

Широкополосная неустойчивость свистового диапазона в каверне плотности замагниченной плазмы с продольным током

И. Ю. Зудин[1], М. Е. Гущин, Н. А. Айдакина, С. В. Коробков, А. В. Стриковский

Институт прикладной физики РАН, 603950 Н. Новгород, Россия

Поступила в редакцию 10 ноября 2020 г.
После переработки 9 декабря 2020 г.
Принята к публикации 10 декабря 2020 г.

В токонесущей каверне плотности замагниченной лабораторной плазмы, формируемой электродом с высоким положительным потенциалом, обнаружена широкополосная электромагнитная неустойчивость. Интенсивные шумы с непрерывным частотным спектром возбуждаются в свистовом диапазоне, на частотах ниже электронной гирочастоты. Неустойчивость – токовая, так как шумы существуют только при протекании по плазме электрического тока; при его прерывании шумы исчезают. Широкополосные сигналы, наблюдаемые в лаборатории, по ряду свойств близки к электромагнитным шумам, регистрируемым в естественных кавернах плотности высокоширотной ионосферы и магнитосферы Земли.

DOI: 10.31857/S123456782102004X

Понимание механизмов генерации электромагнитного излучения в околоземной плазме важно для фундаментальной физики и необходимо для решения прикладных задач, связанных с мониторингом геофизической обстановки, защитой космических аппаратов от волновой и корпускулярной радиации. Излучения в диапазонах крайне низких и очень низких частот (КНЧ-ОНЧ), распространяющиеся в замагниченной плазме в форме свистовых волн с частотами, меньшими электронной циклотронной частоты, $f < f_{ce}$, являются одной из наиболее интенсивных компонент естественного электромагнитного фона Земли [1]. По сложившемся представлениям, они возбуждаются неравновесными (надтепловыми) электронами околоземной плазмы за счет различных особенностей их функции распределения, включая анизотропию по энергиям и наличие направленных потоков [2].

Разрабатываемые на протяжении 50 лет модели генерации КНЧ-ОНЧ излучений еще далеки от совершенства и нуждаются в верификации. Одним из перспективных подходов признано экспериментальное моделирование на лабораторных плазменных установках с использованием критериев подобия [3]. Лабораторные эксперименты позволяют частично воспроизводить физические процессы в неравновесной плазме, приводящие к генерации электромагнитного излучения, а также целенаправленно варьировать внешние параметры для определения физической картины изучаемых эффектов. Явления мазерной генерации излучения, подобные магнитосферным наблюдаются, например, в компактных магнитных ловушках, заполняемых горячей неравновесной плазмой [4, 5]. Для получения подробных данных, включая прямые (контактные) измерения непосредственно в области генерации электромагнитного излучения, предпочтительно использовать специализированные крупномасштабные стенды, позволяющие, с одной стороны, получать квазиоднородную замагниченную плазму размерами порядка 1 м и более по всем измерениям, с другой стороны – создавать популяцию неравновесных заряженных частиц, например, посредством инжекции электронных пучков [6].

На сегодняшний день, благодаря лабораторным экспериментам, установлено, что тонкие (в масштабе инерционной длины $\delta_e = c/\omega_{pe}$, где ω_{pe} – плазменная частота) электронные потоки достаточно устойчивы и возбуждают свистовые волны только при условии наличия их начальной модуляции [7, 8]. В широких по сравнению с δ_e электронных потоках, инжектируемых в замагниченную фоновую плазму, наблюдаются свистовые неустойчивости, ассоциируемые с различными видами магнитосферных КНЧ-ОНЧ излучений, включая авроральные шипения [9] и хоровые эмиссии [10]. В данной работе представлены результаты экспериментов, в которых неравновесная область замагниченной плазмы представляет собой вытянутую вдоль магнитного поля каверну плотности с продольным током. Формирование каверны плотности и генерация тока производятся электродом, находящимся под высоким (уровня нескольких киловольт) положительным потенциалом. Направленный

[1])e-mail: zudiniy@appl.sci-nnov.ru

поток электронов формируется не сторонним источником – электронной пушкой, а непосредственно из частиц фоновой плазмы. При этом в каверне наблюдается неустойчивость, сопровождаемая возбуждением интенсивных электромагнитных шумов во всем свистовом диапазоне. Исследования были проведены на стенде "Крот" [11], крупнейшей отечественной установке для моделирования физических явлений в космической плазме.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Эксперименты выполнялись в большом

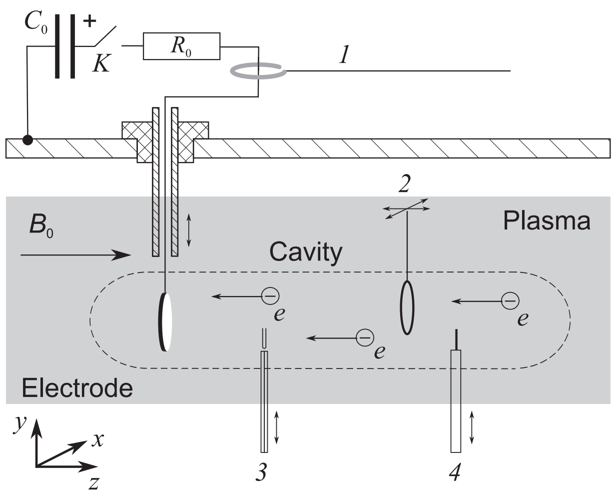

Рис. 1. Схема экспериментальной установки: *1* – пояс Роговского; *2* – рамочная антенна на подвижной платформе; *3* – зонд с СВЧ резонатором на отрезке двухпроводной линии; *4* – зонд Ленгмюра

столбе квазиоднородной плазмы длиной около 5 м и диаметром более 1 м, замагниченной аксиальным полем с индукцией $B_0 = 45{-}270$ Гс. Плазма создавалась импульсным высокочастотным (ВЧ) разрядом в аргоне при давлении $p = 3 \cdot 10^{-4}$ Торр, и распадалась с характерным временем порядка нескольких миллисекунд. Максимальная концентрация плазмы достигала $N_e \simeq 3 \cdot 10^{12}$ см$^{-3}$, невозмущенные значения температуры электронов и ионов составляли, соответственно, $T_e = 0.5{-}2$ эВ, $T_i \leq 0.5$ эВ. В этих условиях электроны сильно замагничены: длина свободного пробега $l_{ei} > 1$ см значительно превосходит их гирорадиусы при всех значениях индукции внешнего магнитного поля, $\rho_e \simeq 0.15{-}0.9$ мм. Ионы замагничены слабо, либо совсем не замагничены: при гирорадиусе $\rho_i \simeq 3{-}16$ см длина свободного пробега иона $l_{ia} \simeq 10$ см.

Измерения проводились в распадающейся плазме, после выключения ВЧ генераторов. Генерация тока и формирование каверны плотности осуществлялись с помощью устанавливаемых в центре плазменного столба дисковых медных электродов диаметром $D = 1{-}2$ см, двусторонних либо односторонних, к которым прикладывался импульс высокого напряжения относительно заземленной стенки камеры. В качестве источника энергии использовалась конденсаторная батарея емкостью $C_0 = 50$ мкФ, заряжаемая до $0.1{-}7$ кВ (типичное напряжение $2.5{-}3$ кВ) и коммутируемая на электрод с помощью тиристорного ключа. В цепь разряда включался резистор номиналом $R_0 = 1{-}68$ Ом, позволяющий ограничивать максимальный ток и регулировать время разряда $\tau \sim (R_0 + R_{pl})C_0$ (где $R_{pl} \sim 1{-}10$ Ом – сопротивление плазмы) в пределах от 100 мкс до нескольких миллисекунд. Измерения тока в разрядной цепи производились поясом Роговского.

Для диагностики параметров плазмы использовались одиночный зонд Ленгмюра и зонд с СВЧ резонатором на отрезке двухпроводной линии с резонансной частотой 8 ГГц [11]. Измерения шумов производились электростатически экранированными одновитковыми магнитными зондами диаметром 2 см, сигналы с которых по коаксиальным линиям подавались на согласованный вход цифрового осциллографа. Волновые формы сигналов регистрировались осциллографом Tektronix MDO4054-3 с номинальной полосой пропускания усилительного тракта в 500 МГц по уровню -3 дБ (-10 дБ на частоте 800 МГц) и частотой дискретизации 2.5 ГГц. Спектральный анализ сигналов осуществлялся радиоканалом осциллографа в полосе до 3 ГГц с временными окнами различной длительности. Диагностики размещались на подвижных в радиальном (y) направлении штангах, установленных в разных сечениях камеры, а также на двухкоординатном (x, z) электромеханическом приводе непосредственно в камере.

На рисунке 2 приводятся вольтамперные характеристики (ВАХ) ленгмюровского зонда и поперечный профиль концентрации электронов в возмущенной области плазмы. Сбор электронов при подаче потенциала на электрод приводит к "эрозии" плазмы, сопровождаемой формированием глубокой, вытянутой вдоль магнитного поля каверны плотности, концентрация плазмы внутри которой примерно в 3 раза меньше фонового значения. Диаметр каверны зависит от величины магнитного поля, при типичных условиях он составляет около 10 см, длина каверны – не менее 100 см, время формирования каверны – порядка 100 мкс. В условиях эксперимента поперечный размер каверны оказывается сравним с ионным гирорадиусом ($\rho_i \sim 5$ см) и на порядок пре-

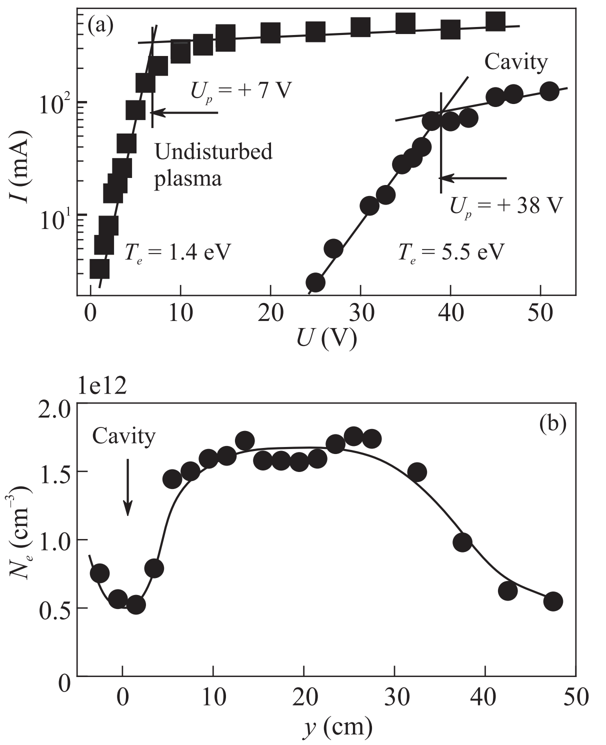

Рис. 2. (a) – ВАХ ленгмюровского зонда в невозмущенной плазме (квадраты) и внутри каверны (круги), U_p – потенциал плазмы относительно стенки камеры. (b) – Поперечный профиль концентрации. Индукция магнитного поля $B_0 = 135$ Гс, измерения выполнены через 160 мкс после начала импульса тока; напряжение на накопителе $U_0 = 3$ кВ, балластное сопротивление $R_0 = 13$ Ом

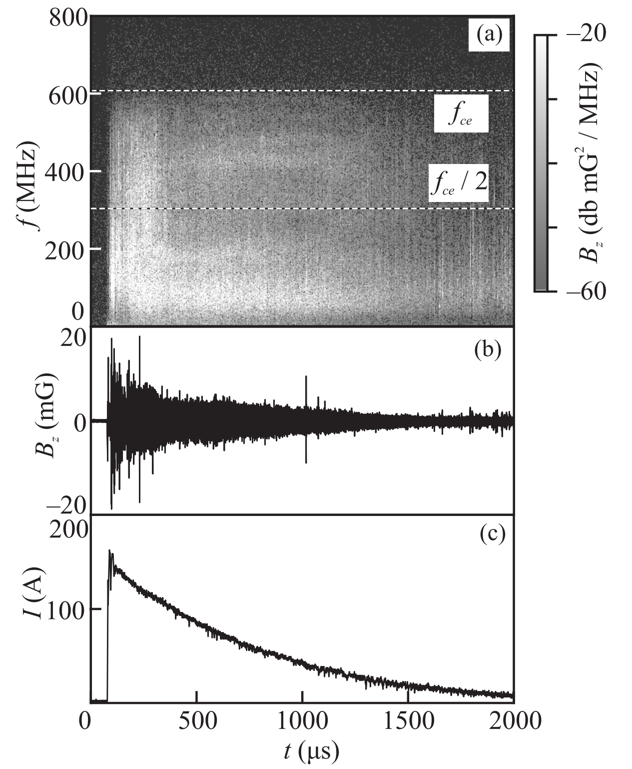

Рис. 3. (a) – Динамический спектр шумов в продольной (B_z) компоненте магнитного поля, измеренной в центре каверны плотности на расстоянии $z = 45$ см от электрода. (b) – Соответствующая осциллограмма шумов. (c) – Осциллограмма тока, собираемого электродом из плазмы. Концентрация невозмущенной плазмы $N_e \simeq 1.8 \cdot 10^{12}$, индукция магнитного поля $B_0 = 215$ Гс, электронная циклотронная частота $f_{ce} \simeq 610$ МГц

вышает инерционную длину $\delta_e \simeq 0.5$ см. В области каверны электроны разогреваются протекающим по плазме током до $T_e \simeq 5$ эВ. Длина свободного пробега нагретых электронов в каверне $l_e \gtrsim 60$ см, при этом определяющую роль играют столкновения электронов с нейтральными атомами. На длине каверны движение электронов можно считать слабостолкновительным. Как внутри, так и снаружи каверны плазменная частота $f_{pe} \simeq 6.4{-}12.7$ ГГц значительно превосходит циклотронную частоту $f_{ce} \simeq 125{-}750$ МГц.

В каверне возбуждаются интенсивные электромагнитные шумы. Типичные динамический спектр (спектрограмма) и осциллограмма шумов приведены на рис. 3 вместе с временной зависимостью тока, собираемого из плазмы. Амплитуда шума достигает 10 мГс, его среднеквадратичный уровень составляет 0.1–1 мГс; интенсивность шума приблизительно одинакова у продольной (B_z) и поперечной (B_x) компонент переменного магнитного поля. Эти значения на два-три порядка выше уровня равновесного теплового шума, возбуждаемого в свистовом диапазоне при температуре электронов $T_e = 5$ эВ, оцениваемого согласно [12]. Эффект генерации шума характеризуется ярко выраженным порогом по току, который при типичных параметрах составляет около 10 А (рис. 4). Эти обстоятельства указывают на то, что в эксперименте наблюдается развитие неустойчивости.

Шумовые электромагнитные поля локализованы в пределах каверны плотности (рис. 5). Частотный спектр неустойчивости имеет резкую верхнюю границу, $f^* = f_{ce}$ (рис. 3, 6c), во всем объеме каверны, за исключением области вблизи электрода. При $z < 15$ см спектр простирается до более высоких частот, соответствующих полосе непрозрачности плотной замагниченной плазмы (рис. 6a, b).

Обсудим полученные результаты. В первую очередь, чтобы говорить о наблюдаемых шумовых сигналах как о проявлении плазменной неустойчивости в каверне, необходимо исключить другие возможные источники шума. В данном случае это – комплекс приэлектродных явлений, связанных с ускорением

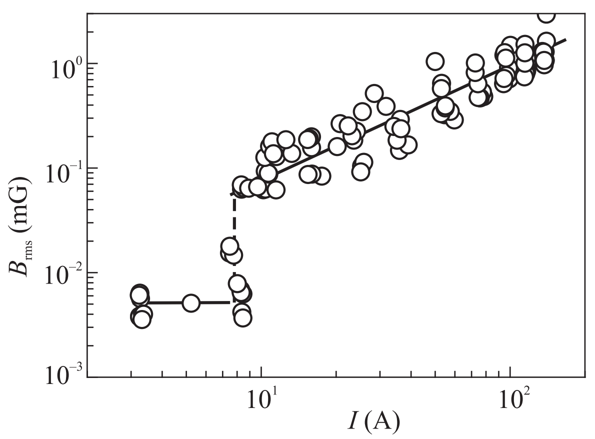

Рис. 4. Среднеквадратичное значение амплитуды шумов в центре каверны плотности (B_z компонента) в зависимости от силы тока, собираемого из плазмы. Усреднение выполнено на интервале времени от 0 до 100 мкс после начала импульса тока, концентрация невозмущенной плазмы: $N_e \simeq 1.8 \cdot 10^{12}$ см$^{-3}$, электронная температура $T_e \simeq 1.5$ эВ, магнитное поле $B_0 = 225$ Гс

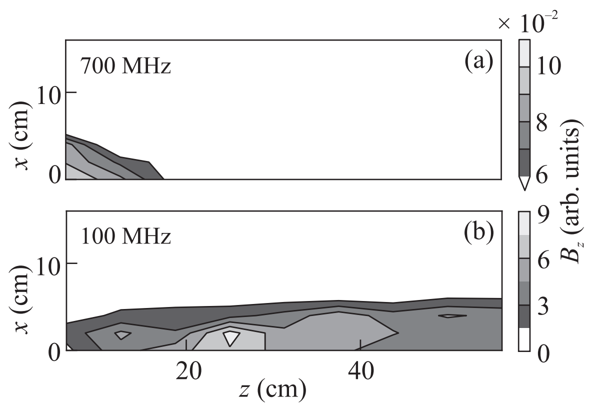

Рис. 5. Пространственное распределение амплитуды шумов на различных частотах (B_z компонента) в области каверны плотности. (a) – В полосе непрозрачности плазмы $f = 700$ МГц $> f_{ce} \simeq 630$ МГц. (b) – В свистовом диапазоне $f = 100$ МГц $< f_{ce}$. Концентрация невозмущенной плазмы $N_e \simeq 1.8 \cdot 10^{12}$ см$^{-3}$, электронная температура $T_e \simeq 1.5$ эВ, магнитное поле $B_0 = 225$ Гс

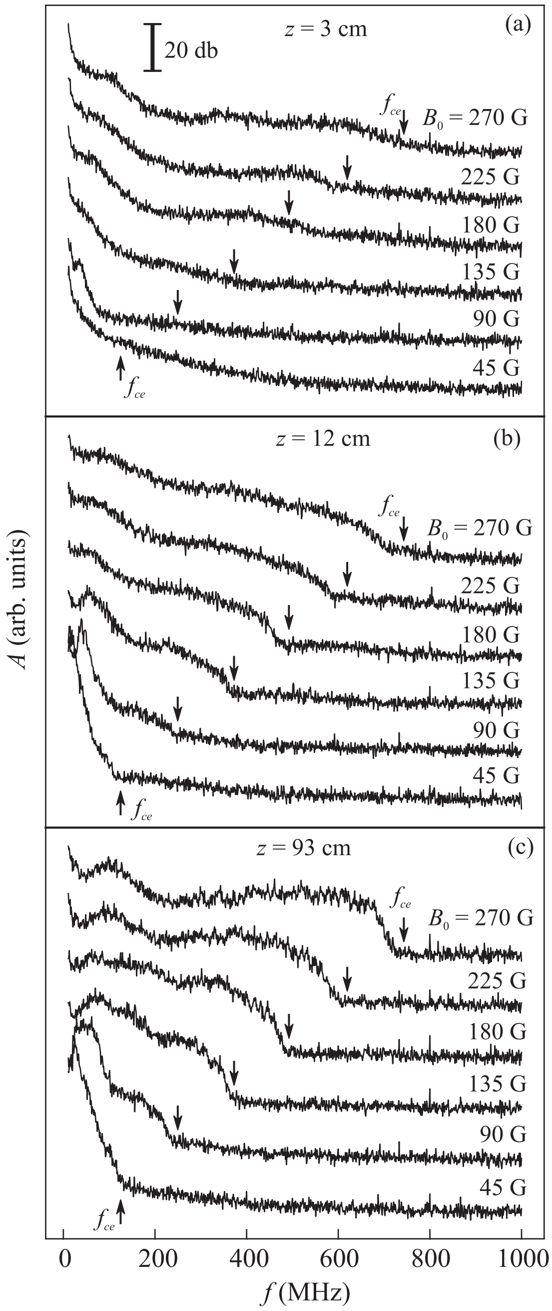

Рис. 6. Спектры шумов в каверне в зависимости от индукции внешнего магнитного поля B_0 на разных расстояниях от электрода: (a) – 3 см; (b) – 12 см; (c) – 93 см. Частота циклотронного резонанса в условиях измерения каждой из кривых отмечена стрелкой

электронов в области слоя пространственного заряда, и их взаимодействием с поверхностью металла и изоляторов. С высокой вероятностью, именно такие эффекты вносят определяющий вклад в генерацию шумов с частотами $f > f_{ce}$ вблизи электрода. Ниже показано, что приэлектродная область не является источником свистовых шумов в каверне плотности.

Во-первых, области генерации шумов свистового диапазона ($f < f_{ce}$) и шумов в полосе непрозрачности плазмы ($f > f_{ce}$) разделены в пространстве. Из рисунка 5 видно, что максимальная амплитуда шумов с $f > f_{ce}$ соответствует позиции электрода $z = 0$ см. По мере удаления от электрода амплитуда этих спектральных компонент быстро спадает; при $z \sim 20$ см сигналы с $f > f_{ce}$ отсутствуют. В свистовом диапазоне пространственная структура шумов отличается: по мере удаления от электрода вдоль оси z их интенсивность нарастает (рис. 5). В целом, шумы свистового диапазона с $f < f_{ce}$ достаточно равномерно заполняют каверну плотности и, соответственно, область протекания тока. При использовании дискового электрода, покрытого с одной стороны изолятором, шумы регистрируются только в полупространстве со стороны собирающей поверхности, непосредственно в области каверны.

Во-вторых, шумы наблюдаются в каверне плотности только во время протекания по плазме продольного тока, превышающего указанное выше пороговое значение. В частности, при напряжении, повышенном до 5–7 кВ, во время разряда накопителя иногда возникали пробои продолжительностью порядка 100 мкс между электродом и металлической штангой его держателя, находящейся под потенциалом стенки камеры. При пробое ток на электрод замыкался не по длинному пути, вдоль магнитного поля через плазму на стенку камеры, а накоротко, вдоль поверхности изолятора между электродом и штангой. Полный ток в цепи не испытывал заметной вариации и характер приэлектродных процессов при пробое не изменялся, однако амплитуда шумов в каверне скачкообразно уменьшалась до нуля. После окончания пробоя шумы в каверне возникали снова. Эти результаты, а также дополнительные эксперименты, в которых ток, собираемый из плазмы, принудительно прерывался с помощью тиристорного коммутатора, показывают, что характерное время затухания или раскачки шумов в каверне плотности определяется временем коммутации тока и не превышает нескольких микросекунд.

Отметим, наконец, что проведенные на стенде "Крот" эксперименты по моделированию динамики разлета плотных плазменных облаков [13] также связаны с установкой в фоновую плазму высоковольтных электродов, входящих в состав импульсных плазменных пушек. Магнитное поле B_0 и параметры фоновой плазмы в этих исследованиях близки к описываемому в данной работе эксперименту, а генерация плазменных струй при сравнимых импульсных напряжениях ($U_0 = 1 - 7$ кВ) сопровождается сильным взаимодействием заряженных частиц с поверхностью электродов и изолятора: плотность тока в рабочем пространстве пушки достигает величин уровня 10 кА/см^2. Однако в этих экспериментах в фоновой плазме отсутствует крупномасштабная токовая система, и генерация шумов с частотами до $f \sim f_{ce}$ не наблюдается.

Таким образом, широкополосные шумы возбуждаются протяженным источником непосредственно в каверне плотности. Наблюдаемая неустойчивость может быть охарактеризована как токовая.

Анализ ВАХ ленгмюровского зонда в каверне плотности не показывает значимых особенностей распределения электронов по энергиям типа наличия двух фракций с различными температурами или появления высокоэнергичного хвоста функции распределения [14]. Скорость направленного движения электронов к собирающему электроду можно оценить как $v_e \simeq I/eN_eS$, где I – полный ток, собираемый электродом, e – заряд электрона, N_e – концентрация плазмы в каверне, S – площадь поперечного сечения протекания тока, которое для оценок можно принять равным площади поперечного сечения каверны. Для условий рис. 2, 3 $S = 75$ см^2, $N_e \sim 5 \cdot 10^{11}$ см$^{-3}$, $I \sim 100$ А, направленная скорость электронов в каверне $v_e \sim 1.7 \cdot 10^7$ см/с приблизительно в 10 раз меньше их тепловой скорости ($v_{Te} \simeq 1.6 \cdot 10^8$ см/с). Пороговое значение тока, при котором начинается развитие неустойчивости (порядка 10 А), при соответствующих параметрах плазмы в каверне дает скорость направленного движения $v_e \sim 10^6$ см/с, близкую к скорости ионного звука, $v_s = \sqrt{(T_e + T_i)/M} \simeq 8 \cdot 10^5$ см/с, где M – масса иона. При превышении порога среднеквадратичный уровень шумов увеличивается пропорционально току, протекающему по каверне (рис. 4). Эти обстоятельства в дальнейшем могут быть использованы при построении теоретической модели.

Полученные результаты интересно сопоставить с данными других научных групп. По постановке проводимые эксперименты близки к описанным в работе [15], посвященной переходным процессам и неустойчивостям при импульсном сборе тока электродом, помещенным в квазиоднородную замагниченную плазму большого объема. В этом эксперименте происходило формирование каверны плотности, однако интенсивных широкополосных шумов с частотами до $f \sim f_{ce}$ не наблюдалось. Во-первых, эксперименты выполнялись с меньшими значениями напряжения и среднего тока, как правило, не превышавшего 10 А: при тех же параметрах фоновой плазмы глубина и длина каверны были заметно меньше. Кроме того, индукция внешнего магнитного поля (и, соответственно, циклотронная частота f_{ce}) в нашем эксперименте в несколько (до 10) раз выше, чем в эксперименте [15], что позволяет уверенно выделять высокочастотные электромагнитные процессы свистового диапазона на фоне низкочастотных неустойчивостей ионно-звукового типа, представлявших основной интерес для авторов цитируемой работы.

Наблюдаемые в нашем эксперименте шумы по своим амплитудным и спектральным характеристикам близки к широкополосным сигналам, обнаруженным при инжекции в замагниченную плазму широкоапертурного моноэнергетического пучка электронов с энергией в несколько кэВ [10]. Интересно, что в этом эксперименте также наблюдается провал спектральной плотности шумов в области частот $f \sim f_{ce}/2$ (см. рис. 3, 6c). Описанный в цитируемой работе эксперимент нацелен на моделирование резонансного взаимодействия потока энергичных электронов со свистовыми волнами на черенковском и циклотронном резонансах. В нашем же эксперименте электромагнитный шум возникает в условиях, в которых такое резонансное взаимодействие, скорее всего, не может реализоваться: у функции распределения электронов не регистрируются особенности, соответствующие пучку или высокоэнергичному "хвосту", а скорость направленного движения электронов, как минимум, на порядок меньше скорости их теплового движения. Уточнение модели генерации электромагнитных сигналов с шумовым частотным спектром в экспериментах, подобных описанному в [10], является предметом дальнейших исследований.

Локализация возбуждаемых электромагнитных шумов в каверне плотности, с одной стороны, обусловлена пространственной структурой источника – электронного потока, с другой стороны – может быть связана со свойствами области пониженной концентрации как направляющей структуры, удерживающей свистовые волны в режиме волноводного распространения. Известно, что на частотах $f_{ce}/2 < f < f_{ce}$ область с пониженной плотностью плазмы является волноводом для свистовых волн практически при любых углах волнового вектора, на частотах $f < f_{ce}/2$ – для косых свистовых волн, или волн конической рефракции [16, 17]. Удержание свистовых волн в режиме каналированного распространения может способствовать повышению эффективности их генерации электронным потоком.

В заключение отметим, что неустойчивости, напоминающие по свойствам описанную в данной работе, наблюдаются в областях околоземной плазмы с продольными электрическими полями и токами, в первую очередь – в высокоширотной ионосфере. В частности, ракетные эксперименты показывают, что широкополосные электромагнитные сигналы свистового диапазона могут возбуждаться в кавернах плотности ионосферной плазмы, развивающихся в условиях суббури, на стадии генерации возвратного тока, т.е. восходящего потока тепловых электронов ионосферы, компенсирующего поток высыпающихся из магнитосферной силовой трубки энергичных частиц [18].

Авторы выражают признательность М. В. Стародубцеву за обсуждение полученных в статье результатов.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект # 19-19-00501.

1. R. A. Helliwell, *Whistlers and Related Ionospheric Phenomena*, Stanford University Press, Stanford, USA (1965).
2. В. Ю. Трахтенгерц, М. Дж. Райкрофт, *Свистовые и альфвеновские циклотронные мазеры в космосе*, Физматлит, М. (2011).
3. Х. Альвен, К.-Г. Фельтхаммар, *Космическая электродинамика: Основные принципы*, Мир, М. (1967).
4. А. Г. Шалашов, А. В. Водопьянов, С. В. Голубев, А. Г. Демехов, В. Г. Зорин, Д. А. Мансфельд, С. В. Разин, Письма в ЖЭТФ **84**, 375 (2006) [JETP Lett. **84**, 314 (2006)].
5. M. E. Viktorov, A. G. Shalashov, E. D. Gospodchikov, N. Yu. Semin, and S. V. Golubev, Phys. Plasmas **26**, 062104 (2020).
6. W. Gekelman, P. Pribyl, Z. Lucky, M. Drandell, D. Leneman, J. Maggs, S. Vincena, B. van Compernolle, S. K. P. Tripathi, G. Morales, T. A. Carter, Y. Wang, and T. DeHaas, Rev. Sci. Instrum. **87**, 025105 (2016).
7. M. Starodubtsev, C. Krafft, B. Lundin, and P. Thevenet, Phys. Plasmas **6**, 2862 (1999).
8. M. Starodubtsev and C. Krafft, Phys. Rev. Lett. **83**, 1335 (1999).
9. R. L. Stenzel, J. Geophys. Res. **82**, 4805 (1977).
10. B. van Compernolle, X. An, J. Bortnik, and R. M. Thorne, Plasma Phys. Control. Fusion. **59**, 014016 (2017).
11. N. Aidakina, M. Gushchin, I. Zudin, S. Korobkov, and A. Strikovskiy, Phys. Plasmas **25**, 122104 (2018).
12. G. Golubyatnikov and R. L. Stenzel, Phys. Rev. Lett. **70**, 940 (1993).
13. М. Е. Гущин, С. В. Коробков, В. А. Терехин, А. В. Стриковский, В. И. Гундорин, И. Ю. Зудин, Н. А. Айдакина, А. С. Николенко, Письма в ЖЭТФ **108**, 416 (2018) [JETP Lett. **108**, 391 (2018)].
14. Р. Хаддлстоун, С. Леонард (ред.), *Диагностика плазмы*, Мир, М. (1967).
15. J. M. Urrutia and R. L. Stenzel, Phys. Plasmas **4**, 36 (1997).
16. П. В. Бахарев, Т. М. Заборонкова, А. В. Кудрин, К. Краффт, Физика плазмы **36**, 979 (2010) [Plasma Physics Reports **36**, 919 (2010)].
17. М. Е. Гущин, С. В. Коробков, А. В. Костров, А. В. Стриковский, Письма в ЖЭТФ **88**, 752 (2008) [JETP Lett. **88**, 720 (2008)].
18. D. J. Knudsen, R. Kabirzadeh, J. K. Burchill, R. F. Pfaff, D. D. Wallis, S. R. Bounds, J. H. Clemmons, and J.-L. Pin'on, J. Geophys. Res. **117**, A02217 (2012).