

## МЕТОДИЧЕСКИЕ ЗАМЕТКИ

## Демонстрация нелинейных волновых явлений в плазме лабораторной модели ионосферно-магнитосферного дакта плотности

Г.А. Марков, А.С. Белов

*Плазменно-волновой разряд в линейной пробочной конфигурации магнитного поля предложен для лабораторного моделирования и изучения магнитосферных неравновесных процессов генерации электромагнитных излучений в силовой трубке геомагнитного поля с дактом повышенной плотности плазмы, а также для демонстрации ионизационной самофокусировки и канализования волновых полей свистового диапазона частот. Обсуждаются девять демонстраций нелинейных волновых явлений в плазме лабораторной модели ионосферно-магнитосферного резонатора с дактом плотности. Приведено описание лабораторного стенда, позволяющего воспроизводить любую из них при установлении соответствующих экспериментальных условий.*

PACS numbers: 01.50.Pa, 52.35.-g, 94.20.-y

DOI: 10.3367/UFNr.0180.201007d.0735

### Содержание

1. Введение (735).
  2. Демонстрационная лабораторная установка (736).
  3. Вынужденное рассеяние волнового пучка, формирующего разрядный канал в пробочной магнитной ловушке (738).
  4. Генерация электромагнитных колебаний на частотах нижнегибридного резонанса и баунс-резонанса (739).
  5. Генерация ионно-звуковых и ионно-циклотронных колебаний (741).
  6. Заключение (743).
- Список литературы (744).

### 1. Введение

Изучение электромагнитных и плазменных волновых явлений в ионосферно-магнитосферной системе Земли является важной задачей современной физики, актуальность которой возрастает в последнее время в связи с резким и очень значительным увеличением техногенной электромагнитной нагрузки на ионосферу. Особенно важным представляется определение и изучение возможностей управляемого воздействия на упомянутые явления. Эти возможности связаны с формированием во внешней ионосфере искусственных волноводных кана-

лов (дактов плотности плазмы) либо с модификацией естественных каналов мощным радиоизлучением с Земли [1–4] или с борта летательного аппарата [5, 6]. Волноводные каналы оказывают существенное влияние на локальные ионосферно-магнитосферные связи, изменяют условия возбуждения и распространения волновых процессов, а также способствуют формированию глобальных резонаторных систем.

Трудоёмкость и большая стоимость космических экспериментов по изучению таких явлений в околоземном пространстве обуславливают необходимость развития модельных исследований в лабораторных условиях. В связи с невозможностью в лабораторных условиях удовлетворить всем параметрам подобия [7, 8] обычно приходится ограничиваться качественным моделированием, используя соответствие по двум-трём параметрам, отражающим сущность явления. Однако основная трудность лабораторного моделирования таких процессов связана с наличием у плазменной камеры стенок и необходимостью устранения их влияния на исследуемые явления. Использование дактов плотности для локализации изучаемых процессов в волноводном канале позволяет уменьшить влияние боковых стенок разрядной камеры и проводить моделирование на достаточно компактных лабораторных установках. Для моделирования эффектов, обусловленных тепловой и стрикционной нелинейностью, удобно использовать холодную распадающуюся плазму импульсных разрядов. В такой плазме возможно создание искусственных волноводных каналов (дактов) с пониженной плотностью [9, 10], однако для возбуждения электромагнитных неустойчивостей тогда необходимы источники пучков быстрых частиц. Кроме того, такую плазму ввиду короткого времени её жизни трудно использовать для демонстрационных целей.

Г.А. Марков, А.С. Белов. Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина 23, 603950 Нижний Новгород, Российская Федерация  
Тел. (831) 465-60-35. Факс (831) 465-85-92  
E-mail: markov@rf.unn.ru

Статья поступила 1 декабря 2009 г.,  
после доработки 30 марта 2010 г.

В настоящей статье приведено описание лабораторной установки для демонстрации нелинейных волновых явлений в плазме лабораторной модели ионосферно-магнитосферного дакта плотности, создаваемой в результате ионизационного самоканалирования плазменных волн в пробочной магнитной ловушке. Стационарная структура высокочастотного (ВЧ) разряда, наличие горячих электронов, запертых в ловушке, и отсутствие ограничений на время наблюдения эффектов позволяют наглядно демонстрировать целый ряд нелинейных явлений, наблюдаемых в плазме ионосферно-магнитосферного резонатора с дактом плотности. Данная установка используется в Нижегородском государственном университете им. Н.И. Лобачевского для учебных и исследовательских целей.

Отметим, что нелинейные волновые процессы в средней ионосфере, стимулированные радиоизлучением нагревных коротковолновых (КВ) стенов вблизи области отражения волны накачки, изучены наиболее подробно и описаны в обзорах [11, 12].

В нижней ионосфере возможно формирование полей волны накачки решётки плазменных неоднородностей, отражение от которых используется в диагностических целях [13].

Значительный интерес вызывают также явления во внешней ионосфере, связанные с формированием мощным радиоизлучением с Земли искусственных волноводных каналов, оказывающих существенное влияние на локальные ионосферно-магнитосферные связи [3, 14].

Таким образом, имеется достаточно широкий класс нелинейных явлений, которые наблюдаются в околоземном пространстве при воздействии на слабоионизованную плазму ионосферы Земли мощным радиоизлучением наземных передатчиков. Изучению возможностей моделирования и демонстрации в лабораторных условиях некоторых из них и посвящена данная статья.

## 2. Демонстрационная лабораторная установка

Для демонстрации и моделирования нелинейных волновых явлений в плазме волнового канала была предложена установка, схема которой приведена на рис. 1.

Установка представляет собой разрядную камеру в пробочной магнитной ловушке. Магнитное поле в ловушке создавалось двумя соленоидами (катушки 1 и 2) с раздельным питанием, что позволяло изменять продольное распределение индукции магнитного поля  $B_z(z)$  от квазиоднородного до сильнонеоднородного распределения пробочной конфигурации. Расстояние между центрами пробок составляло 120 см. Разряд формировался в стеклянной колбе длиной 150 см, диаметром  $2a = 6$  см в результате ионизационного самоканалирования [15] волновых полей в свистовом диапазоне частот, возбуждаемых квадрупольной антенной из трёх медных колец, надетых на колбу в её центральной части. ВЧ-напряжение ( $f = 200$  МГц,  $V_0 = 50$  В) подводилось к возбуждающим кольцам антенны от генератора ГСТ-2 по коаксиальному кабелю, при этом центральная жила кабеля соединялась с центральным кольцом, а внешняя обмотка кабеля — с боковыми кольцами.

Рабочим газом служил воздух, давление которого можно было устанавливать на любом уровне в пределах  $p \sim 10^{-1} - 10^{-5}$  торр. Вводимая в разряд ВЧ-мощность составляла порядка 10 Вт. Усреднённая по поперечному сечению разрядного столба плотность плазмы  $\bar{N}(z)$  определялась сверхвысокочастотным (СВЧ) интерферометром на частоте 9,5 ГГц и по дисперсионным характеристикам поверхностных волн, направляемых плазменным столбом [16]. Для регистрации электромагнитных излучений в плазме использовался анализатор спектра СК4-Белан и цифровой запоминающий осциллографический регистратор DSO Classic-6000. Анализировались сигналы со штыревой либо симметричной дипольной антенны, которая располагалась на поверхности разрядного баллона вдоль его оси и могла перемещаться в промежутке между катушками магнитных пробок.

Квадрупольный ВЧ-источник был выбран специально для уменьшения излучения в окружающее пространство. Оказалось, что катушки соленоида представляют собой замедляющую систему с характерными продольными масштабами  $l_1 \approx 10 - 12$  см и  $l_2 \approx 24$  см, поэтому длина антенны  $l_a$  выбиралась из условия "резонансного" возбуждения волн  $l_{a1} \sim \lambda_1 \sim l_1$  либо  $l_{a2} \sim \lambda_2 \sim l_2$ . Отметим, что структура поля источника существенно изменя-

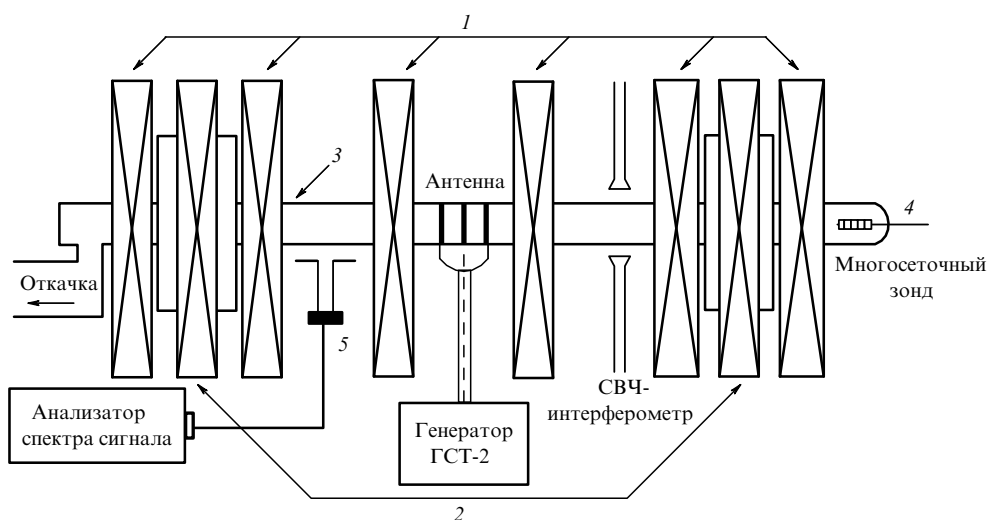


Рис. 1. Схема лабораторной установки "Канал": 1 и 2 — соленоиды с раздельными источниками питания, 3 — разрядный баллон, 4 — многосеточный зонд, 5 — приёмная антенна.

лась при формировании разряда. Зажигание разряда определяется ближним полем источника, но как только плотность плазмы в разряде становится больше критической ( $\omega_{pe} > \omega$ ), структура и ближних, и дальних полей антенны свистового диапазона частот принципиально меняется. От колец антенны вытягиваются резонансные конусные поверхности [15, 17]. Резонансное возрастание ВЧ-поля на этих поверхностях обусловлено возбуждением плазменных (квазипродольных) волн разного масштаба (от диаметра проволоки колец до масштаба, превышающего размеры источника). Если длина свободного пробега электронов невелика ( $l_e \leq 1$  см), то резонансный конус хорошо виден невооружённым глазом. Это означает, что основной ВЧ-нагрев электронов и ионизация газа происходят вблизи резонансной поверхности, т.е. большая доля энергии, отдаваемая ВЧ-источником, идёт на возбуждение плазменных волн. В фокусе резонансного конуса формируется плазменный шнур (волновод), локализирующий излучение источника вдоль направления внешнего магнитного поля [18, 19]. Шнур оторван от стенок разрядного баллона и самолокализован на оси источника. На рисунке 2 показана структура ВЧ-разряда при сравнительно больших давлениях воздуха в камере ( $p \geq 10^{-2}$  торр,  $l_e \leq 3$  см), демонстрирующая фокусирование и самоканалирование волновых полей свистового диапазона частот.

При малых давлениях и больших длинах свободного пробега электронов ( $l_e > 5$  см) резкие неоднородности плазмы размываются вдоль направления внешнего магнитного поля, поэтому плазменный шнур тоже становится более размытым, однако структура полей резонансного конуса сохраняется. Ближнее (квазистатическое) поле квадрупольного источника быстро уменьшается с увеличением расстояния от возбуждающих колец, и за фокусом резонансного конуса волновые поля оказываются заметно больше ближних полей, что доказывается вытягиванием из области фокуса узкого плазменного шнура — волновода, вдоль которого и передаётся энергия от ВЧ-источника на формирование и поддержание этого волновода. Мелкомасштабные плазменные волны затухают вблизи резонансной поверхности, а волновод формируется и поддерживается полем волн, удовлетворяющих соответствующим дисперсионным соотношениям и структуре поля источника.

Особенностями ионизационного самоканалирования волновых полей свистового диапазона частот в неоднородном поле магнитной пробки являются сужение разрядного плазменного столба в области сильного



Рис. 2. Структура высокочастотного разряда в магнитоактивной плазме ( $p = 10^{-2}$  торр): область фокуса резонансной поверхности полей ВЧ-источника с выходом в плазменно-волновой канал. Центральное возбуждающее кольцо находится слева, правое заземлённое кольцо видно на фотографии.

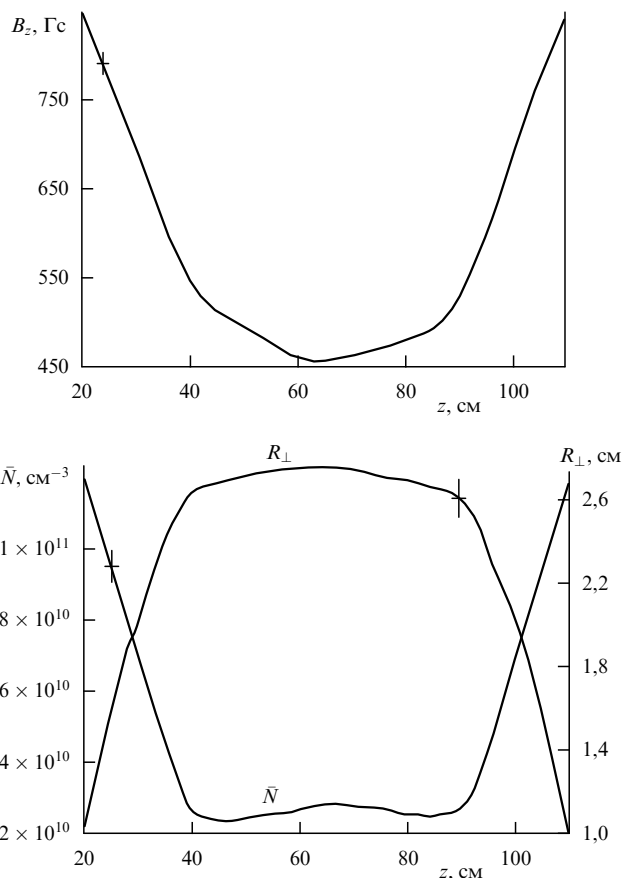


Рис. 3. Распределение параметров  $B_z(z)$ ,  $\bar{N}(z)$  и  $R_{\perp}(z)$  вдоль продольной оси установки при  $p = 8 \times 10^{-3}$  торр.

поля  $B_z$ , возрастание плотности плазмы в этой части столба и наличие стоячей структуры волны излучения, формирующего разрядный канал [20]. На рисунке 3 представлены распределения вдоль оси ловушки поперечного радиуса канала  $R_{\perp}(z)$  и усреднённой по поперечному сечению канала плотности плазмы  $\bar{N}(z)$  для заданного распределения продольной составляющей магнитного поля  $B_z$  при  $p = 8 \times 10^{-3}$  торр.

Локализованный на оси камеры пробочной магнитной ловушки ВЧ-разряд является удобным средством для лабораторного моделирования волновых и резонансных процессов в магнитосферном резонаторе с каналом (дактом) повышенной плотности плазмы. Оказалось, что распределение вдоль оси ловушки таких параметров, как плотность плазмы в разрядном канале, ширина канала и величина магнитного поля, подобно их распределению вдоль естественного магнитосферного дакта. Главным недостатком рассматриваемой лабораторной модели магнитосферного резонатора является линейная геометрия установки, в результате чего оказались потерянными специфические особенности поперечной диффузии заряженных частиц и особенности распространения электромагнитного излучения в криволинейном магнитном поле, характерном для магнитосферного резонатора.

На рисунке 4 показано распределение вдоль внешней стенки разрядной колбы квадрата амплитуды продольной компоненты электрической составляющей ВЧ-поля, формирующего разрядный канал, на частоте 200 МГц.

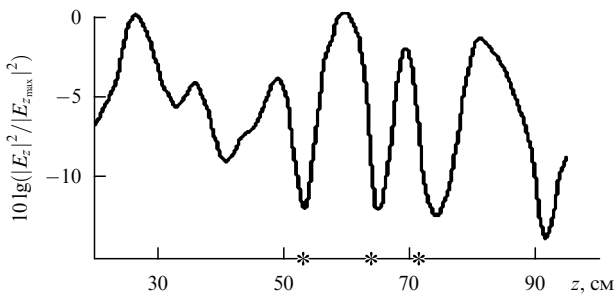


Рис. 4. Распределение вдоль разрядной колбы квадрата амплитуды продольной компоненты электрической составляющей ВЧ-поля, формирующего разрядный канал.

Звёздочками отмечено положение возбуждающих колец ВЧ-антенны. Сложная структура  $|E_z(z)|^2$  объясняется интерференцией поля собственной волны неоднородного плазменного волновода с ближним полем ВЧ-источника и волнами, отражёнными от магнитных катушек с уменьшенным внутренним диаметром, расположенными в области пробок, и от резкого перепада плотности плазмы вблизи торцевой поверхности многосеточного зонда. В представленном распределении  $|E_z(z)|^2$  важным моментом является наличие стоячей структуры волнового поля с характерными продольными масштабами  $\approx 10-12$  см.

### 3. Вынужденное рассеяние волнового пучка, формирующего разрядный канал в пробочной магнитной ловушке

Исследования электромагнитных возмущений, генерируемых в неравновесной плазме ВЧ-разряда в пробочной магнитной ловушке, показали сильную зависимость и спектров, и природы наблюдаемых колебаний от соотношения между длиной свободного пробега электронов  $l_e$ , длиной ловушки  $L$  и длинами волн  $\lambda$  пучка, формирующего разрядный канал. Например, при достаточно высоких давлениях, когда длина свободного пробега электронов становится меньше длины стоячей волны излучения, формирующего разрядный канал ( $l_e \leq \lambda/2$ ), оказалась возможной генерация ионизационных волн, образующих решётку плазменных неоднородностей в местах пучностей поля стоячей волны накачки.

Спектральный состав излучения, формирующего разрядный канал, в этом случае ( $l_{a2}$ ) показан на рис. 5, где кривая 1 соответствует случаю отсутствия плазменной нагрузки.

В плазме ВЧ-разряда спектральный состав поля накачки (кривая 2) существенно уширился (особенно в "красную" сторону) и в нём появились выделенные модуляционные пики. Монотонное уширение спектра обусловлено рассеянием волны накачки на ионно-звуковых колебаниях плазмы [21, 22]. Пики наблюдаются в довольно узком интервале давлений,  $p \approx 3 \times 10^{-2} - 5 \times 10^{-3}$  торр, и значений магнитного поля в центральной части ловушки,  $B_{z0} \approx 300-600$  Гс. Частотный сдвиг между пиками, который зависит от условий разряда, изменяется от 1,4 МГц ( $p \geq 10^{-2}$  торр,  $B_{z0} \approx 350$  Гс) до 1,8 МГц ( $p < 10^{-2}$  торр,  $B_{z0} \approx 550$  Гс).

При анализе низкочастотных шумовых излучений в разрядной плазме в указанном интервале параметров

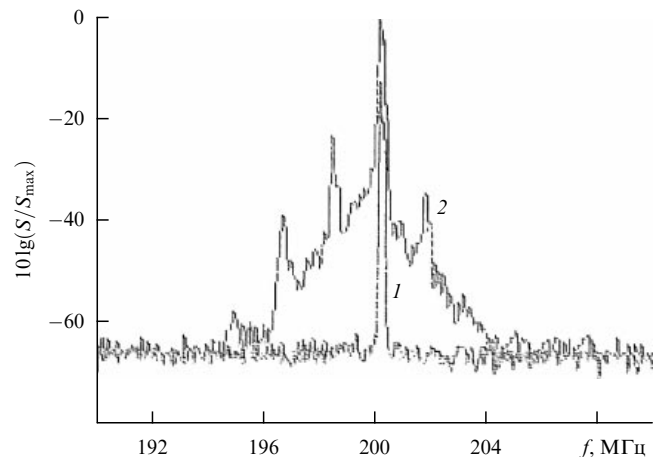


Рис. 5. Спектральный состав излучения, формирующего разрядный канал. Кривая 1 соответствует случаю отсутствия плазменной нагрузки, кривая 2 — спектральный состав поля накачки в плазме ВЧ-разряда.

было обнаружено резкое увеличение шумов в области частот до 4 МГц и появление выделенных максимумов на частотах, кратных низшей частоте  $f_0$  основного колебания ( $f_0 \approx 1,7$  МГц при  $p \approx 8 \times 10^{-3}$  торр и  $B_{z0} \approx 450$  Гс). На рисунке 6 приведена зависимость спектральной плотности мощности колебаний от частоты, полученная в указанных выше условиях эксперимента с помощью анализатора СК4-Белан и штыревой антенны, расположенной вблизи магнитной пробки ( $z \approx 95$  см). Следует отметить, что амплитуда наблюдаемых пиков принимает максимальное значение вблизи пробок.

Физическая модель наблюдаемых модуляционных явлений заключается в следующем: повышенная ионизация газа в пучностях электрического поля стоячей волны накачки (частота ионизации  $\nu_i \sim E^{2\beta}$ , где  $\beta$  — величина порядка или больше единицы [23]) может привести к возникновению решётки плазменных неоднородностей [24] с характерным пространственным периодом  $L \approx 12$  см. Так как период решётки близок к половине длины волны накачки, то с появлением решётки возник-

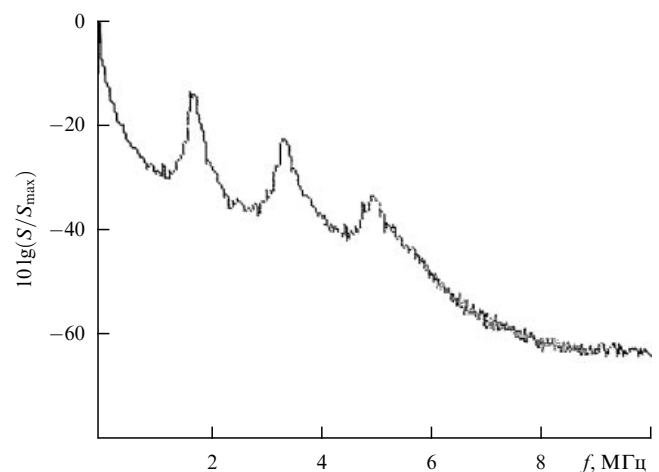


Рис. 6. Зависимость спектральной плотности мощности электрических колебаний в плазме от частоты,  $p = 8 \times 10^{-3}$  торр.

кает сильное брэгговское отражение. В результате амплитуда поля волны, формирующей разряд, уменьшается, плазменные неоднородности расплываются, отражение уменьшается, вновь формируется стоячая структура поля накачки и возникают плазменные неоднородности. Этот колебательный процесс повторяется снова и снова. Время формирования неоднородностей  $\tau \sim 1/v_i$  порядка и меньше времени их рассасывания из-за амбиполярной диффузии вдоль магнитного поля. Диффузия на боковые стенки затруднена вследствие замагниченности электронов, поэтому частота наблюдаемых релаксационных колебаний ионизационно-диффузионного типа определяется временем диффузионного рассасывания плазменных неоднородностей вдоль  $B_z$ :

$$\omega_0 = 2\pi f_0 \approx D_{\text{amb}} k_0^2 \approx D_{\text{amb}} \left( \frac{2\pi}{A} \right)^2. \quad (1)$$

Здесь коэффициент амбиполярной диффузии  $D_{\text{amb}} = k_B T_e / (m v_{\text{en}} + M v_{\text{in}})$ ,  $T_e$  — температура электронов,  $v_{\text{in}}$  и  $v_{\text{en}}$  — частоты столкновений ионов и электронов с нейтральными молекулами,  $M$  и  $m$  — массы иона и электрона соответственно.

Для значений параметров, соответствующих условиям эксперимента:  $T_e \approx 10$  эВ,  $v_{\text{en}} = 1,4 \times 10^8$  с $^{-1}$ ,  $v_{\text{in}} = 10^4$  с $^{-1}$ , получаем  $f_0 \approx 1,7$  МГц.

При уменьшении давления газа увеличивается длина свободного пробега электронов и несколько возрастает  $f_0$ , но при  $l_e > \lambda/2$  ( $p < 4 \times 10^{-3}$  торр) плазменные неоднородности размываются вдоль оси  $z$  на расстояния, большие, чем расстояние между источниками повышенной ионизации. В результате исчезает решётка плазменных неоднородностей и, как следствие, исчезают максимумы на спектральных характеристиках рассеянного ВЧ-сигнала и шумовых низкочастотных (НЧ) колебаний в плазме. С возрастанием давления увеличивается затухание волн, формирующих разряд, уменьшается амплитуда отражённых волн и при  $p > 3 \times 10^{-2}$  торр периодическая неоднородность распределения  $E_z(z)$  становится недостаточно большой для формирования решётки плазменных неоднородностей.

Если амплитуда ионизационно-релаксационных колебаний начинает превышать шумовой уровень на 5 дБ, то наблюдается генерация гармоник основной частоты колебаний  $n f_0$  ( $n = 1, 2, 3, \dots$ ). Число гармоник увеличивается с возрастанием амплитуды основной гармоники ( $n = 1$ ). По-видимому, с возрастанием амплитуды поля стоячей волны, кроме основного масштаба решётки плазменных неоднородностей  $A \approx \lambda/2$ , появляются дополнительные масштабы ( $\Delta l$ ), обусловленные обострением вершин плазменных неоднородностей вследствие нелинейности зависимости частоты ионизации от величины ВЧ-поля. Время рассасывания таких "обострений" меньше, чем  $1/f_0$ , в  $(\Delta l/\lambda)^2$  раз, однако частота их возникновения должна быть кратной  $f_0$ .

Для диагностических целей весьма полезным является соотношение (1). В лабораторных условиях, когда достаточно легко определить  $A$ ,  $l_e$  и температуру электронов, из соотношения (1) может быть получена оценка температуры ионов, которую обычно "грубо" оценивают по температуре стенок разрядной камеры.

При исследовании ионосферы с помощью излучения нагретых стенов [13, 25] по спектру рассеянного сигнала возможна диагностика параметров плазмы в

области ионосферы между слоями E и F, труднодоступной для изучения другими радиофизическими методами. Следует отметить, что в равновесной холодной плазме нижней ионосферы решётка неоднородностей образуется в результате неоднородного нагрева электронов полем стоячей волны накачки также при условии  $l_e \leq \lambda/2$ .

#### 4. Генерация электромагнитных колебаний на частотах нижегибридного резонанса и баунс-резонанса

Генерацию крайне низкочастотных (КНЧ) излучений в магнитосфере Земли обычно связывают с результатами резонансного взаимодействия альвеновских и свистовых волн с заряженными частицами радиационных поясов, дрейфующими в неоднородном магнитном поле [26]. Дакты плотности плазмы локализуют возбуждаемые электромагнитные поля в узкой геомагнитной трубке, и при их достаточной длине возможно существенное снижение требований к интенсивности потоков быстрых частиц, необходимых для возбуждения магнитосферного резонатора.

В этом разделе приведены результаты лабораторного моделирования эффектов возбуждения неустойчивостей в магнитосфере Земли на частотах баунс-колебаний пучков быстрых электронов между магнитными пробками и в окрестности нижегибридного резонанса. Вследствие теплового разброса скоростей электронов эти колебания имеют шумовой характер. Однако в разряде малого давления (длина свободного пробега электронов больше длины резонатора) наличие достаточно интенсивных электронных пучков проявлялось в шумовых излучениях в виде максимумов интенсивности на баунс-частотах, соответствующих характерной энергии электронов в разряде. Существенное увеличение интенсивности наблюдаемых колебаний регистрировалось на частотах собственных типов электромагнитных колебаний неоднородного плазменного столба. Например, повышенный уровень шумового излучения наблюдался на частотах, соответствующих полосе нижегибридного резонанса [27].

Регистрация электромагнитных колебаний в плазменном столбе возможна с помощью дипольной антенны, размещённой на поверхности разрядной колбы 5 (см. рис. 1), и многосеточного зонда 4 в торце баллона. Сигналы с антенны и зонда подаются на анализатор спектра типа СК4-Белан, на экране которого демонстрируются изучаемые эффекты.

Характерный вид спектра шумового излучения представляет собой широкополосную линию, интенсивность которой монотонно убывает с возрастанием частоты. Понятно, что в общем случае — это неравновесные (квазиравновесные) шумы, так как функция распределения частиц в разрядной плазме не является равновесной, о чём свидетельствуют спектры электронов, измеренные с помощью многосеточного зонда. Измерения показали, что в разрядной плазме функция распределения электронов сильно отличается от максвелловской в диапазоне энергий, больших 10 эВ. Неравновесность плазмы обеспечивалась той частью горячих разрядных электронов, которые оказались запертыми в ловушке из-за большой поперечной составляющей скорости.

На рисунке 7 приведены кривая задержки вылетающих из ловушки разрядных электронов  $I_e(V)$ , измерен-

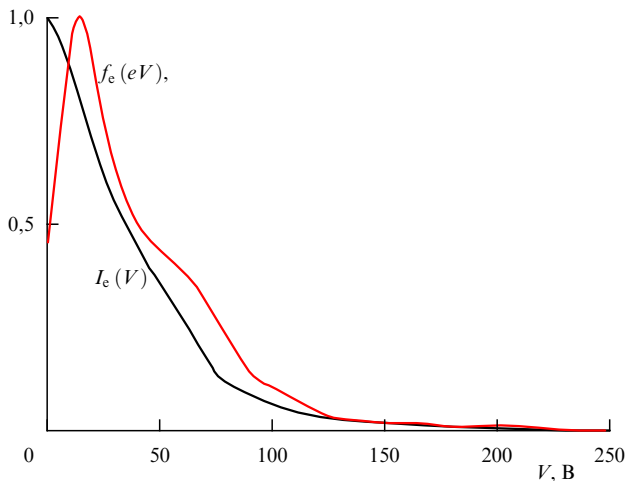


Рис. 7. Зависимость тока разрядных электронов на коллектор многосеточного зонда от тормозящего потенциала  $I_c(V)$  и функция распределения электронов по энергиям  $f_e(eV)$ , нормированные на максимальные значения.

ная с помощью многосеточного зонда, и распределение электронов в этом потоке по энергиям  $f_e(eV) \sim dI_c/dV$ , нормированные на максимальные значения.

При малых давлениях в разряде ( $p < 10^{-4}$  торр) длина свободного пробега электронов с энергий  $E_e > 10$  эВ порядка или больше размеров установки, поэтому такие частицы могут совершать баунс-колебания между магнитными пробками. Измеренные спектральные плотности мощности колебаний электрического тока и электрического поля показали генерацию шумового электромагнитного поля с максимумом на частоте  $f_{\text{bounce}} \approx 850$  кГц, что соответствует баунс-частоте продольных осцилляций разрядных электронов с энергией порядка 10 эВ. На рисунке 8 приведена спектральная плотность мощности наведённых на измерительную антенну колебаний электрического поля в плазменном резонаторе на частотах, близких к частоте продольных колебаний разрядных электронов между пробками магнитной ловушки.

При увеличении давления газа в разрядном баллоне амплитуда наблюдаемых колебаний резко уменьшалась и генерация исчезала при  $p \geq 10^{-3}$  торр, когда длина

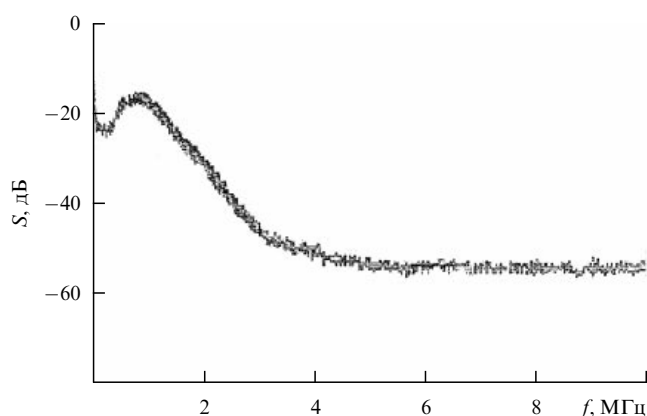


Рис. 8. Спектральная плотность мощности наведённых на дипольную антенну шумовых колебаний электрического поля в плазме разряда при  $p < 10^{-4}$  торр в диапазоне до 10 МГц.

свободного пробега электронов становилась меньше длины плазменного резонатора. Отметим, что положение генерируемых "линий" на частотной шкале практически не зависело от величины  $B_0$  и пробочного отношения  $B_{\text{max}}/B_0$ , от которых, однако, зависели амплитуды этих колебаний. Обнаружена также зависимость положения максимума "линий" от давления, в частности, при  $p \approx 3 \times 10^{-4}$  торр максимум генерации ( $f_{\text{bounce}}$ ) смещался на частоту 0,6 МГц, что, по-видимому, связано с некоторым изменением режима разряда и энергетического распределения электронов в плазменном резонаторе.

Резкое повышение уровня спектральной плотности мощности регистрируется также в области частот нижегибридного резонанса (НГР) в случаях, когда на квадрупольную антенну, размещённую в области пробки, подавался сигнал с дополнительного ВЧ-генератора амплитудой  $V_{\text{ext}} \sim 400$  В на основной частоте 3,4 МГц. При работе этого генератора на несогласованную нагрузку в спектре его сигнала наблюдались несколько гармоник. На рисунке 9 приведён шумовой спектр в области частот до 10 МГц, усреднённый по достаточно большому времени регистрации и сглаженный с целью устранения побочных сигналов при давлении в колбе  $p \leq 10^{-4}$  торр.

На представленной зависимости видны, на фоне основной (3,4 МГц) и первой (6,8 МГц) гармоник сигнала дополнительного ВЧ-генератора, уширение максимума в спектре, отвечающего, как отмечалось выше, генерации шума баунс-электронами, а также широкая спектральная линия в области частоты 4 МГц. Отметим, что при указанных параметрах разрядной плазмы данная частота отвечает НГР-частоте столба однородной плазмы с концентрацией, соответствующей концентрации  $\bar{N}(z)$  в центральной части разрядного канала.

На основе анализа дисперсионных свойств плазменного волновода в неоднородном магнитном поле [28] можно утверждать, что на частотах  $\approx 0,9$  МГц замедление известных осесимметричных волновых мод является недостаточным для их резонансного возбуждения в условиях рассматриваемых экспериментов. Поэтому мы связываем наблюдаемую генерацию колебаний с группированием потока тепловых электронов разряда и возбуждением промодулированным потоком частиц квазипотенциальных колебаний в сформированном разрядом плазменном объёме резонаторного типа. Резо-

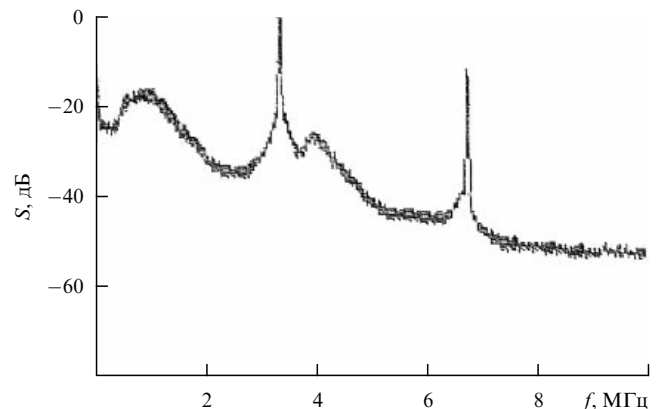


Рис. 9. Спектральная плотность мощности наведённых на дипольную антенну колебаний электрического поля в диапазоне до 10 МГц в плазме разряда при  $p < 10^{-4}$  торр и наличии излучения от дополнительного ВЧ-генератора.

натор выделяет из теплового шума на собственной частоте колебаний пучка излучение сгруппированных частиц со скоростями, определяемыми размерами плазменного объёма. Прежде всего выделяется максимум, соответствующий наиболее характерной тепловой скорости электронов. Таких частиц в разряде больше всего, и всегда находятся частицы, которые, отразившись в фазе с колебаниями поля в резонаторе, становятся центрами группирования электронов. Этот факт позволяет по наблюдаемому шумовому пику излучения оценивать температуру электронов в разряде, так как размер резонатора  $L_r$  и тепловая скорость электронов  $v_{Te}$  связаны с выделенной частотой  $f_{\text{bounce}}$  соотношением баунс-резонанса  $L_r = v_{Te} \times (2f_{\text{bounce}})^{-1}$ .

В условиях наших экспериментов при  $f_{\text{bounce}} \approx 800$  кГц получаемое значение температуры электронов порядка 10 эВ, что хорошо коррелирует с данными зондовых измерений.

При включении дополнительного генератора хорошо выделенным из шума является широкий интенсивный максимум вблизи частоты  $\approx 4$  МГц, соответствующей частоте нижнегибридного резонанса. Эффективная генерация этой шумовой линии связана прежде всего с появлением в разрядной плазме осциллирующих частиц с частотой накачки порядка 3,4 МГц. Кроме того, возникают также пучки энергичных электронов из-за их ускорения продольным электрическим полем дополнительного высокочастотного генератора ( $E_z \geq 50$  В см<sup>-1</sup>). Таких высокоэнергичных электронов мало, однако при включении дополнительного генератора их количество заметно увеличивается, что и приводит к возрастанию интенсивности шума в этом частотном интервале. Об этом свидетельствуют спектры электронов, измеренные с помощью многосеточного зонда, на которых отмечается подъём кривой торможения электронов в диапазоне энергий порядка или более 100 эВ при включении дополнительного генератора.

Максимум интенсивности излучения приходится на частоту нижнегибридного резонанса, так как наибольшее замедление, необходимое для обеспечения обратной связи для эффективного группирования быстрых электронов и резонансного усиления возбуждаемых колебаний, волны испытывают на этой частоте.

Отметим, что соотношения между характерными частотами волновых процессов в лабораторном и натурном [2] экспериментах оказались такими, что основные параметры подобия  $\omega/\omega_{pe} \ll 1$ ,  $\omega/\omega_{He} \ll 1$  и  $\omega/v_e \gg 1$  в обоих случаях удовлетворяют для характерных безразмерных величин сильным неравенствам, определяющим качественный характер наблюдаемых явлений в плазме.

Важным экспериментальным фактом в натуральных экспериментах является размытие области НГР-шумов в окрестности искусственного волноводного канала [2]. В лабораторном эксперименте в разрядном канале возбуждение НГР-шумов без дополнительного стимулирующего источника также не наблюдалось. Эти факты подтверждают выводы работы [29] о возможном механизме возбуждения НГР-шумов неканализованными вистлерами, испытывающими отражение в области НГР. По-видимому, из-за формирования искусственного дакта плотности плазмы улучшается каналирование свистовых излучений из магнитосферы и уменьшается их отражение в области НГР.

## 5. Генерация ионно-звуковых и ионно-циклотронных колебаний

Ионно-звуковые волны на высотах внешней ионосферы и магнитосферы Земли могут возбуждаться в результате распада достаточно мощного сигнала очень низкочастотного (ОНЧ) передатчика на плазменную и низкочастотную ионно-звуковую волны [30].

Затухание ионно-звуковых волн существенным образом определяет порог распадной неустойчивости. Известно, что ионно-звуковые волны являются слабозатухающими, если температура электронов значительно превышает температуру ионов, что и наблюдается в лабораторной плазме, где  $T_e/T_i \sim 10$ . В ионосферных условиях  $T_e/T_i \geq 1$ . Однако в работе [30] показано, что даже в последнем случае затухание ионно-звуковых волн может быть достаточно слабым и возможно развитие распадной неустойчивости для ОНЧ-волн.

Из таблицы 1, в которой проведено сравнение параметров лабораторной и ионосферной (на высоте внешней ионосферы) плазмы, видно, что по основным параметрам подобия (см. последние три строки таблицы) возможны качественное моделирование условий во внешней ионосфере Земли и проведение исследований распадной неустойчивости волн свистового диапазона в плазме лабораторной установки.

Таблица 1

Параметр	Ионосфера (ночь)	Лабораторная установка
	700 км	$p = 10^{-4}$ торр
$N_e$ , см <sup>-3</sup>	$4 \times 10^4$	$10^{10}$
$B_0$ , Гс	0,34	200
$v_e$ , с <sup>-1</sup>	$v_{ei} \approx 55$	$v_{en} \approx 5,4 \times 10^5$
$\omega$ , с <sup>-1</sup>	$12,5 \times 10^4$	$1,25 \times 10^9$
$\omega/\omega_{He}$	0,02	0,3
$\omega/\omega_{pe}$	0,012	0,2
$\omega/v_e$	2273	2314

Для регистрации таких низкочастотных неустойчивостей в данной демонстрации была использована приёмная антенна в виде симметричного электрического диполя, размещённая у стенки разрядной колбы. Приёмная антенна через низкочастотный фильтр коаксиальным кабелем была соединена с цифровым осциллографическим регистратором DSO Classic-6000, позволявшим определять спектральные характеристики принимаемого сигнала. Разряд формировался в результате ионизационного самоканализирования плазменных волн свистового диапазона частот, возбуждаемых линейной квадратной антенной длиной  $l_{a1} = 12$  см. Вводимая при этом в разряд ВЧ-мощность составляла порядка 10 Вт. Продольное магнитное поле создавалось соленоидом 1 (см. рис. 1), катушки соленоида 2 были отключены от питания, что позволяло формировать квазиоднородное вдоль продольной оси установки магнитное поле. Значения индукции магнитного поля  $B_0 = 200$  Гс и давления в разрядной камере  $p \sim 10^{-4}$  торр были выбраны из условия наиболее яркого проявления наблюдаемых эффектов. Неоднородность магнитного поля не превышала 10 %.

Результаты демонстрации представлены на рис. 10 в виде зависимости спектральной плотности мощности

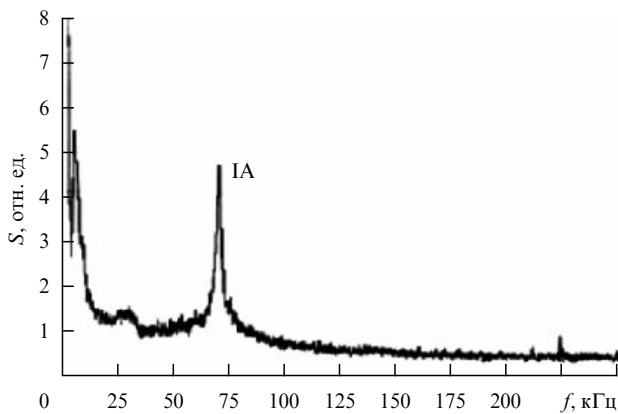


Рис. 10. Спектр низкочастотного сигнала в плазме при значениях параметров  $B_0 = 200$  Гс и  $p \approx 10^{-4}$  торр (IA — ионный звук).

принимаемого сигнала от частоты  $S(f)$ . На этой зависимости чётко выделяется максимум на частоте  $f_{IA} = 70$  кГц, связанный с генерацией ионного звука.

Для подтверждения этого предположения был проведён дополнительный эксперимент: сигнал с погружённого в полиэтиленовый пакет с водой гидрофона, находящегося в контакте с разрядным баллоном, принимался чувствительным низкочастотным приёмником AR-5000. При этом оказалось, что регистрируемый сигнал по структуре соответствовал сигналу с электрической антенны и имел чётко выделенный максимум на частоте  $f_{IA}$ , а полоса сигнала ограничивалась частотной характеристикой гидрофона. При нарушении контакта воды со стенкой разрядного баллона исчезал сигнал с гидрофона.

При уменьшении давления резонансный максимум смещался в сторону меньших частот,  $f \approx 60$  кГц. При  $p > 6 \times 10^{-3}$  торр генерация максимума не наблюдалась.

В неоднородном магнитном поле эффективность генерации ионно-звуковых волн снижалась, если характерный масштаб неоднородности поля приближался к длине волны накачки, что выражалось в расплывании максимума интенсивности на выделенной частоте.

С помощью высокочастотного спектроанализатора С4-27 был получен и сфотографирован спектр волн, формирующих разряд ( $S_{HF}$  — спектральная плотность интенсивности ВЧ-поля). Спектральные линии поля накачки в плазме разряда показаны на рис. 11а и без плазмы — на рис. 11б.

На рисунке 11а видны биения ВЧ-полей с несколькими разностными частотами, среди которых выделяется  $f_{IA} = 70$  кГц, и заметно уширение спектра поля накачки в плазме по сравнению со спектральной линией генератора накачки без плазменной нагрузки. Например, ширина спектра на уровне  $-30$  дБ  $\Delta_{-30}^{плазма} = 810$  кГц, а для ненагруженного генератора  $\Delta_{-30}^{без плазмы} = 540$  кГц. Таким образом, спектр поля накачки в плазме уширился в  $\Delta_{-30}^{плазма} / \Delta_{-30}^{без плазмы} = 1,5$  раза.

Ширина спектра сигнала накачки превышает частоты модуляционных пиков и видна определённая асимметрия спектра излучения, распространяющегося в плазме (наибольшее уширение наблюдается в "красную" сторону). Детальное рассмотрение последнего приведено в работе [21], а в данных заметках ограничимся лишь пояснением эффекта квазирезонансного возбуждения ионного звука на выделенной частоте.

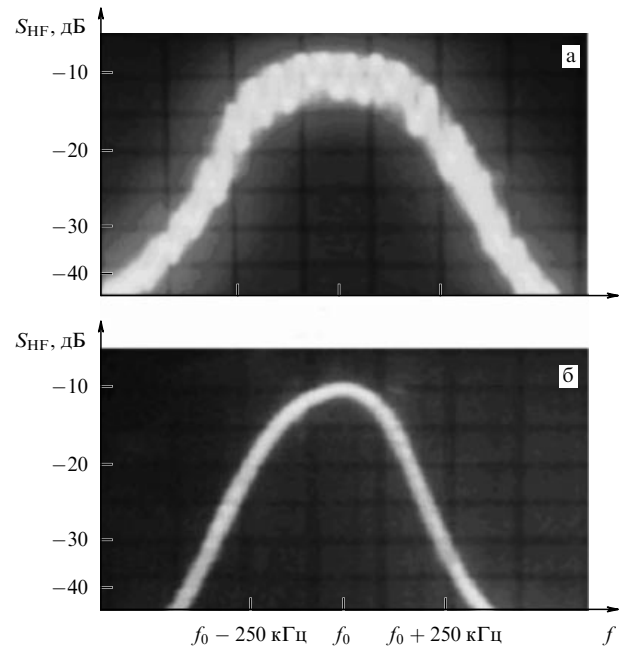


Рис. 11. Спектральный состав ВЧ-полей (а) в плазме разряда (сигнал ослаблен на 20 дБ) и (б) в случае отсутствия плазмы. Одна клетка по горизонтали соответствует 164 кГц.

Запишем условия для распадного взаимодействия:  $\omega_{1p} = \omega_{IA} + \omega_{2p}$ ,  $\mathbf{k}_{1p} = \mathbf{k}_{IA} + \mathbf{k}_{2p}$ . Основная (собственная) волна плазменного столба, возбуждаемая квадрупольным источником, имеет следующие параметры:  $\lambda_{1p} = 12$  см,  $f_0 = f_{1p} = 200$  МГц. Собственным ионно-звуковым волнам данного волновода, согласно расчётным оценкам, сделанным в работе [22], соответствует длина  $\lambda_{IA} = 6$  см. Поэтому из условий распада для рождающихся высокочастотных волн получаем  $\lambda_{2p} = 12$  см. В наших экспериментах частоты волн  $f_{1p}, f_{2p}$  лежат внутри спектральной полосы сигнала накачки, поэтому эффект генерации ионного звука существенно усилен из-за биений в пондеромоторной силе высокочастотного давления с подходящими волновыми числами  $k_{IA}$  и частотами  $f_{IA}$ , благодаря наличию спектральных составляющих сигнала накачки, удовлетворяющих условиям синхронизма. Резонансный пик возбуждения ионно-звуковых волн можно объяснить следующим образом. При отклонении частоты звука от указанных значений изменяется  $\lambda_{IA}$ , а значит, и  $\lambda_{2p}$ , которая задана дисперсионными соотношениями для плазменного канала. В результате перестают выполняться условия распада для собственных волн волновода, а несобственные волны и возбуждаются хуже и затухают быстрее.

Большое число пиков на рис. 11а можно объяснить каскадными процессами рассеяния волн, формирующих разряд, на возбуждаемых плазменных неоднородностях, связанных со звуковыми колебаниями. Таким образом, низкочастотный шум, помеченный резонансным пиком (см. рис. 10), и уширенный сигнал волны накачки (см. рис. 11) являются результатом распадных процессов поля накачки в лабораторном эксперименте и могут служить демонстрацией эффектов уширения спектра сигнала сверхдлинноволновых передатчиков и генерации ОНЧ-шумов в искусственном волновом канале в натурном эксперименте [2]. Эффекты уширения спектра сигнала накачки и повышения уровня НЧ-шумов, при-



ведённые на рис. 5, 6, являются аналогичными данным, представленным на рис. 10, 11, и также могут служить демонстрацией нелинейных процессов в искусственном волноводном канале.

При уменьшении давления в области ниже значения  $p \approx 10^{-4}$  торр ухудшается согласование антенны со средой в условиях разряда и, как следствие, уменьшается концентрация плазмы  $N_e$ . Это приводит к тому, что на дисперсионной характеристике тем же значениям частот будут соответствовать бóльшие значения коэффициента замедления, поэтому для выполнения распадных условий пик, отвечающий "резонансному" возбуждению ионного звука, смещается в сторону меньших частот. Это одновременно сопровождается уменьшением амплитуды и добротности данного максимума, но в то же время появлением возможности наблюдения генерации богатого спектра низкочастотных полей, обусловленной развитием кинетических неустойчивостей вследствие неравновесного распределения заряженных частиц по поперечным скоростям. Используемая лабораторная установка позволяет наблюдать, например, генерацию ионно-циклотронных линий [32], обусловленную такой неустойчивостью. В раскачке ионно-циклотронных колебаний участвуют как сами ионы, так и резонансные электроны, тепловая скорость которых близка к фазовой скорости генерируемой волны ( $V_{Te} \sim \omega/k_z$ )

В данной демонстрации приёмный диполь, который располагался на поверхности разрядного баллона в его центральной части, был ориентирован вдоль оси  $z$  и соединён коаксиальным кабелем с осциллографом DSO Classic-6000, позволяющим определять спектральные характеристики принимаемого сигнала. На рисунке 12 показана зависимость спектральной плотности мощности принимаемого сигнала от частоты.

В спектре, представленном на рис. 12, содержатся три группы достаточно высокодобротных линий, которые мы связываем с ионно-циклотронными резонансами основных ионов плазмы (одно-, двух- и трёхзарядных). Гирочастоты основных ионов воздуха ( $O_2$ ,  $N_2$ ) при данных условиях эксперимента приведены в табл. 2. Кроме того, на представленной спектрограмме можно выделить достаточно широкий максимум, связанный с генерацией ионно-звуковых волн, и небольшие (на уровне шумов) резонансные пики, соответствующие линиям паров вакуумного масла, кремния и металлов. Доброт-

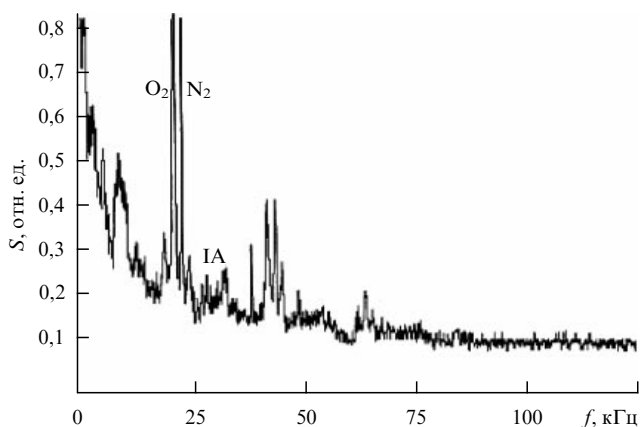


Рис. 12. Спектр низкочастотного сигнала, принятого дипольной антенной в диапазоне ниже 125 кГц при  $p \approx 5 \times 10^{-5}$  торр.

Таблица 2

Ион молекулы	Частота наблюдаемой генерации $f_{ген}$ , Гц	Гирочастота иона $f_{ги}$ , Гц
Молекулярный кислород ( $O_2$ )	$20000 \pm 1250$	20023
Молекулярный азот ( $N_2$ )	$22500 \pm 1250$	22884

ность наблюдаемых линий увеличивается с возрастанием частоты, поэтому во второй и третьей группах ионно-циклотронных линий воздуха между линиями кислорода и азота хорошо выделена линия окиси азота. Отметим, что увеличение давления  $p > 10^{-4}$  торр или выключение магнитного поля в пробках магнитной ловушки приводили к исчезновению генерации на характерных резонансных частотах ионов.

Интенсивность генерируемых линий и их добротность зависят от вводимой в разряд ВЧ-мощности, величины магнитного поля, пробочного соотношения и давления в баллоне. Изменяя эти величины, можно регулировать параметры возбуждаемых линий, например, можно "настраиваться" на отдельные линии, которые будут выделяться среди остальных своей интенсивностью и добротностью. Наиболее удобными параметрами при такой перестройке являются величина магнитного поля и пробочное отношение, изменение которых достаточно просто контролировать в относительно широких интервалах значений.

Из теоретического анализа ионно-циклотронной неустойчивости плазмы [33] следует, что инкремент неустойчивости  $\gamma$  велик ( $\gamma \sim \omega_{ги}$ ) в случае, когда плазменная частота ионов велика по сравнению с гирочастотой ионов, а их гирорадиус  $\rho_i$  не мал по сравнению с поперечным масштабом поля ( $k_{\perp} \rho_i \geq 2,4$ ,  $k_{\perp} \sim 2\pi/a$ ). В условиях представленных экспериментов инкремент циклотронной неустойчивости заметно превышает декремент столкновительного затухания, а резонансные частоты ионов кислорода и азота оказались близкими к наблюдаемым в эксперименте.

## 6. Заключение

Представленные экспериментальные результаты позволяют говорить о том, что плазменно-волновой разряд в линейной пробочной конфигурации магнитного поля может быть использован для лабораторного моделирования и демонстрации магнитосферных неравновесных процессов генерации электромагнитных излучений в силовой трубке геомагнитного поля с дактом повышенной плотности плазмы, а также для изучения ионизационной самофокусировки и каналирования волновых полей свистового диапазона частот. Лабораторная установка может применяться в качестве своеобразного масс-спектрометра многозарядных ионов.

В статье приведены описания следующих лабораторных демонстраций:

- резонансной структуры поля высокочастотного источника в магнитоактивной плазме;
- самофокусировки и каналирования волновых полей свистового диапазона частот при ВЧ-разряде в магнитном поле;
- модели плазменного резонатора магнитосферного типа;

— вынужденного рассеяния волны накачки на решётке плазменных неоднородностей, формируемой полем накачки;

— возбуждения нижнегибридного резонанса и баунс-резонанса в плазменном резонаторе;

— генерации ионно-циклотронной и ионно-звуковой неустойчивостей в плазме волноводного канала.

Приведённые описания позволяют воспроизвести на одном и том же лабораторном стенде требуемую демонстрацию посредством установки следующих параметров: необходимого давления в разрядной камере с помощью натекаателя воздуха, нужного распределения магнитного поля в пробочной ловушке подбором величин тока в катушках соленоидов, а также соответствующих частотных интервалов выбранных анализаторов для регистрации наблюдаемых эффектов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 07-02-00436-а), программы "Ведущие научные школы" НШ-1244.2008.2, программы "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" (ГК № П 1072) и АВЦП "Развитие научного потенциала высшей школы (2009–2010 годы)" (№ 2.1.1/1167).

## Список литературы

1. Васильев В В и др. *Геомагнетизм и аэрономия* **35** 98 (1995)
2. Рапорт В О и др. *Изв. вузов. Радиофизика* **50** 709 (2007) [Raporov V O et al. *Radiophys. Quantum Electron.* **50** 645 (2007)]
3. Фролов В Л и др. *Письма в ЖЭТФ* **88** 908 (2008) [Frolov V L et al. *JETP Lett.* **88** 790 (2008)]
4. Milikh G M et al. *Geophys. Res. Lett.* **35** L17104 (2008)
5. Chugunov Yu V, Markov G A. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* **63** 1775 (2001)
6. Агафонов Ю Н и др. *Письма в ЖЭТФ* **52** 1127 (1990) [Agafonov Yu N et al. *JETP Lett.* **52** 530 (1990)]
7. Alfvén H, Fälthammar C-G *Cosmical Electrodynamics* (Oxford: Clarendon Press, 1963) [Альвен Г, Фельтхаммар К-Г *Космическая электродинамика* (М.: Мир, 1967)]
8. Подгорный И М, Сагдеев Р З *УФН* **98** 409 (1969) [Podgorniy I M, Sagdeev R Z *Sov. Phys. Usp.* **12** 445 (1970)]
9. Starodubtsev M V, Nazarov V V, Kostrov A V *Phys. Rev. Lett.* **98** 195001 (2007)
10. Nazarov V V, Starodubtsev M V, Kostrov A V *Adv. Space Res.* **40** 390 (2007)
11. Гуревич А В *УФН* **177** 1145 (2007) [Gurevich A V *Phys. Usp.* **50** 1091 (2007)]
12. Ерухимов Л М и др. *Изв. вузов. Радиофизика* **30** 208 (1987) [Erukhimov L M et al. *Radiophys. Quantum Electron.* **30** 156 (1987)]
13. Беликович В В, Бенедиктов Е А, Толмачева А В, Бахметьева Н В *Исследование ионосферы с помощью искусственных периодических неоднородностей* (Н. Новгород: ИПФ РАН, 1999)
14. Фролов В Л и др. *Изв. вузов. Радиофизика* **51** 915 (2008) [Frolov V L et al. *Radiophys. Quantum Electron.* **51** 825 (2008)]
15. Марков Г А, Миронов В А, Сергеев А М *Письма в ЖЭТФ* **29** 672 (1979) [Markov G A, Mironov V A, Sergeev A M *JETP Lett.* **29** 617 (1979)]
16. Бодров С Б, Марков Г А *Физика плазмы* **28** 1077 (2002) [Bodrov S B, Markov G A *Plasma Phys. Rep.* **28** 992 (2002)]
17. Fisher R K, Gould R W *Phys. Rev. Lett.* **22** 1093 (1969)
18. Марков Г А *ЖЭТФ* **113** 1289 (1998) [Markov G A *JETP* **86** 703 (1998)]
19. Доброхотов В В, Марков Г А *Изв. вузов. Радиофизика* **46** 392 (2003) [Dobrokhotoov V V, Markov G A *Radiophys. Quantum Electron.* **46** 352 (2003)]
20. Белов А С, Марков Г А *Физика плазмы* **34** 252 (2008) [Belov A S, Markov G A *Plasma Phys. Rep.* **34** 223 (2008)]
21. Марков Г А, Хазанов И В *Физика плазмы* **28** 307 (2002) [Markov G A, Khazanov I V *Plasma Phys. Rep.* **28** 274 (2002)]
22. Белов А С, Марков Г А *Физика плазмы* **32** 826 (2006) [Belov A S, Markov G A *Plasma Phys. Rep.* **32** 759 (2006)]
23. Mayhan J T et al. *J. Appl. Phys.* **42** 5362 (1971)
24. Гильденбург В В, Ким А В *ЖЭТФ* **74** 141 (1978) [Gil'denburg V V, Kim A V *Sov. Phys. JETP* **47** 72 (1978)]
25. Беликович В В и др. *Изв. вузов. Радиофизика* **24** 504 (1981)
26. Беспалов П А, Трахтенгерц В Ю *Альфвеновские лазеры* (Горький: ИПФ АН СССР, 1986)
27. Белов А С, Марков Г А, Попова Л Л, Чугунов Ю В *Геомагнетизм и аэрономия* **49** 199 (2009) [Belov A S, Markov G A, Popova L L, Chugunov Yu V *Geomagn. Aeron.* **49** 187 (2009)]
28. Кондратенко А Н *Плазменные волноводы* (М.: Атомиздат, 1976)
29. Jiricek F, Shklyar D R, Triska P *Ann. Geophys.* **19** 147 (2001)
30. Котик Д С, Трахтенгерц В Ю *Геомагнетизм и аэрономия* **13** 871 (1973) [Kotik D S, Trakhtengerts V Yu *Geomagn. Aeron.* **13** 737 (1973)]
31. Грач С М *Изв. вузов. Радиофизика* **18** 1627 (1975) [Grach S M *Radiophys. Quantum Electron.* **18** 1200 (1975)]
32. Доброхотов В В, Люкшин Н М, Марков Г А, Чугунов Ю В *Физика плазмы* **31** 701 (2005) [Dobrokhotoov V V, Lyukshin N M, Markov G A, Chugunov Yu V *Plasma Phys. Rep.* **31** 646 (2005)]
33. Михайловский А Б *ЖЭТФ* **44** 1552 (1963) [Mikhailovskii A B *Sov. Phys. JETP* **17** 1043 (1963)]

## Demonstration of nonlinear wave phenomena in the plasma of a laboratory model of an ionospheric-magnetospheric density duct

G.A. Markov, A.S. Belov

*N.I. Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod, prosp. Gagarina 23, 603950 Nizhny Novgorod, Russian Federation*  
 Tel. (7-831) 465-6035  
 Fax (7-831) 465-8592  
 E-mail: markov@rf.unn.ru

A plasma-wave discharge in a linear magnetic mirror configuration is proposed for laboratory modeling and studying of nonequilibrium magnetospheric processes producing electromagnetic radiation in a geomagnetic-field tube with an enhanced-density duct in the magnetosphere, as well as for demonstrating the ionization self-focusing and channeling of wave fields in the whistler frequency range. Nine demonstrations of nonlinear wave phenomena in the plasma of a laboratory model of an ionospheric-magnetospheric resonator with a density duct are discussed. A laboratory device is described that allows reproducing each of these demonstrations by setting appropriate experimental conditions.

PACS numbers: 01.50.Pa, **52.35.-g**, **94.20.-y**

DOI: 10.3367/UFNr.0180.201007d.0735

Bibliography — 33 references

Received 1 December 2009, revised 30 March 2010