

УДК 533.9...15

УСИЛЕНИЕ ИОННО-ЗВУКОВОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПРИ ЭЛЕКТРОННО-ЦИКЛОТРОННОМ НАГРЕВЕ ПЛАЗМЫ

Г. М. Батанов, Л. В. Колик, Д. В. Малахов¹, А. Е. Петров, К. А. Сарксян,
Н. Н. Скворцова, К. Н. Харчев

В статье представлены результаты исследования ионно-звуковой турбулентности при электронно-циклотронном нагреве низкотемпературной плазмы в модельной установке ТАУ-1. В качестве СВЧ источников использовались два магнетрона МИ-167. Пиковая мощность каждого магнетрона достигала 1 кВт, а длительность импульса составляла 7.5 мкс. В экспериментах наблюдался рост температуры основной массы электронов и рост энергии нетепловых электронов. Включение микроволнового поля вызывало увеличение спектральной плотности ионно-звуковых шумов во всем изучаемом интервале частот от 0.3 до 3 МГц на порядок величины.

В исследованиях на тороидальных установках за последние десятилетия было установлено образование транспортных барьеров с ростом мощности дополнительного электронно-циклотронного (ЭЦ) нагрева. Было также показано подавление МГД активности при локализации ЭЦ-нагрева в области неустойчивости.

В связи с этим представляло интерес изучить влияние нагрева плазмы в окрестностях электронно-циклотронного резонанса (ЭЦР) на ионно-звуковую турбулентность на таком классическом объекте как пучково-плазменный разряд.

¹E-mail: malakhov@gpi.ru

Принципиальная схема эксперимента представлена на рис. 1. Пучково-плазменный разряд создавался в аргоне в однородном магнитном поле, индукция которого составляет около 60 мТ, при энергии пучка 60...120 эВ и токе около 0.1 А. Давление аргона $3 \cdot 10^{-4}$ Торр. Плотность плазмы в максимуме цилиндрического столба диаметром 4 см составляла $\sim 2 \cdot 10^{10}$ см $^{-3}$, температура электронов ~ 4.0 эВ, $T_i \ll T_e$. Потенциал плазмы относительно стенок вакуумной камеры лежал около 0 В. Его величина определялась уходом электронов на торцы камеры вдоль магнитного поля и уходом ионов поперек магнитного поля на боковые стенки камеры. При этих условиях в плазме параллельно с пучковой неустойчивостью развиваются ионно-звуковые и дрейфово-диссипативные неустойчивости. Характеристики турбулентного состояния плазменного шнура с развитыми ионно-звуковыми и дрейфовыми колебаниями описаны в работах [1, 2]. Микроволновое излучение от двух магнетронов МИ-167 подводилось через ферритовые вентили с помощью коаксиальных кабелей к петлевым антеннам, расположенным вблизи стенок камеры. Имелась также возможность возбудить микроволновое поле в плазме с помощью двух параллельных пластин длиной 40 см, расположенных параллельно оси камеры. Пиковая мощность каждого магнетрона достигала 1 кВт, а длительность импульса составляла 7.5 мкс.

Для регистрации колебаний использовались цилиндрические ленгмюровские зонды, штыри которых были ориентированы вдоль магнитного поля. В качестве нагрузок для зондов служили сопротивления различного номинала. Сигналы с нагрузок подавались коаксиальными кабелями на вход регистрирующей аппаратуры. Эти же зонды использовались как штыревые антенны для регистрации микроволнового поля.

Мощность электронного пучка, создающего плазму, составляет ~ 10 Вт. Поэтому даже при слабом согласовании плазменного столба с петлевыми антеннами при поглощении нескольких процентов мощности магнетронов можно было бы ожидать повышения энергосодержания плазменного шнура в несколько раз.

Для измерения нагрева электронов импульсами микроволнового излучения была применена упрощенная процедура определения энергии электронов. Для этого использовались измерения зондового тока при различных значениях активного сопротивления в цепи зонда. Меняя величину активного сопротивления, удается регистрировать ток электронов с энергией выше потенциала зонда. Принимая экспоненциальную зависимость электронного тока от потенциала зонда из значений токов при различных нагрузках, оценивается величина температуры электронов T_e . Измеренные таким образом значения потенциала составляли примерно -1 В при нагрузке 1 кОм, -5 В при

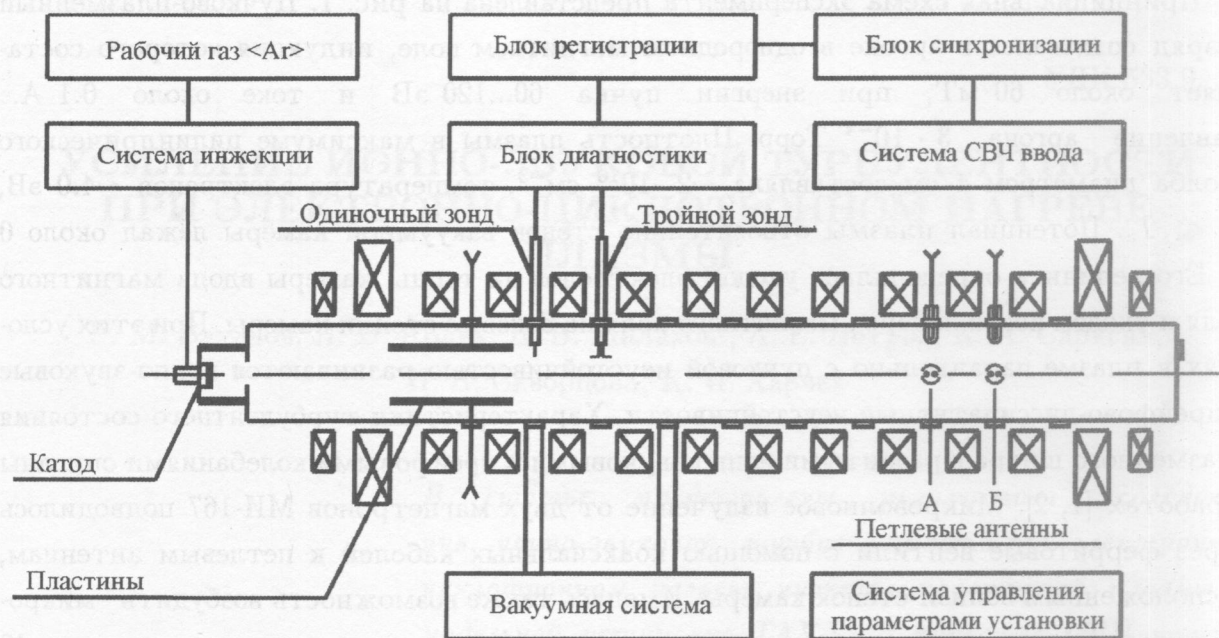


Рис. 1. Принципиальная схема установки ТАУ-1. Показана система петлевых антенн (использовалась секция Б) и плоские антенны (пластины).

10 кОм, $-12...14$ В при 100 кОм. Полученное из этих величин потенциалов значение T_e равно ~ 5.5 эВ, что соответствует значениям температуры, полученным ранее по вольт-амперным характеристикам плоских зондов.

При включении микроволновой мощности на петлевые антенны или пластины отчетливо регистрируется увеличение отрицательного потенциала зондов (рис. 2). В случае возбуждения микроволнового поля в плазме петлевыми антеннами абсолютные значения потенциала вырастают на 20...40% от его стационарного значения. При возбуждении поля с помощью пластин увеличение потенциала во время микроволнового импульса несколько превышало его стационарное значение.

Оценки температуры электронов во время импульса дают незначительное приращение T_e (в пределах ошибок измерений) при использовании петлевых антенн. В случае использования пластин приращение температуры составляло около 3 эВ. Рост зондового тока в импульсе при слабом изменении T_e означает рост плотности плазмы. Быстрый рост плотности плазмы в данном случае неизбежно сопровождается процессом нагрева, т.к. при давлении аргона $3 \cdot 10^{-4}$ Торр частота ионизационных столкновений составляет $\nu_i = 10^6$ Гц. А отсутствие существенного повышения температуры электронов означает, по-видимому, рост энергии нетепловых электронов. По приросту плотности можно

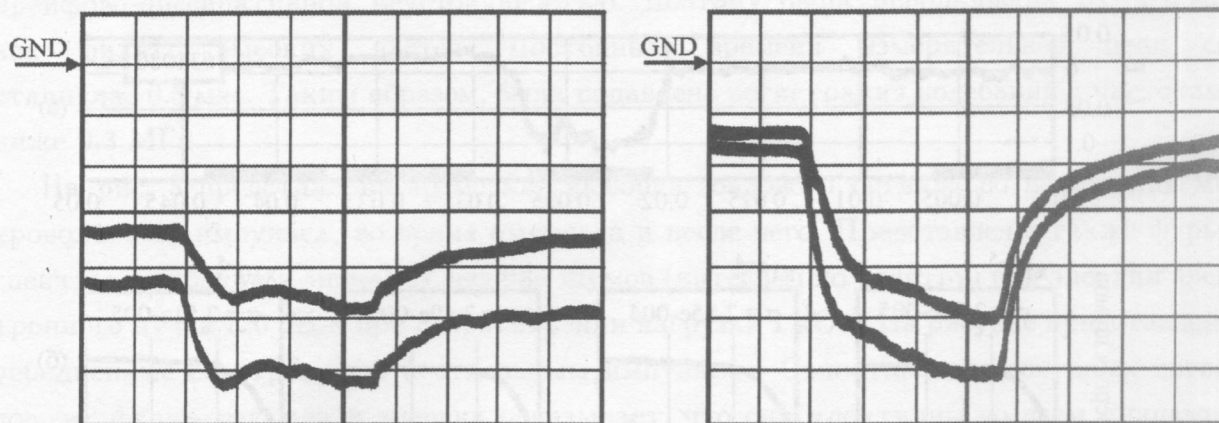


Рис. 2. Вид зондовых сигналов при нагрузке 1 кОм (с двух зондов). Слева – сигнал магнетронов подан на петли (0.2 В/дел). Справа – сигнал магнетронов подан на пластины (0.5 В/дел). Временной масштаб – 2 мкс/дел.

сделать оценку поглощенной в плазме энергии микроволн:

$$\Delta W = \Delta N_e \Delta E_i \pi a^2 L = \frac{1}{2} \cdot 2 \cdot 10^{10} \cdot 30 \cdot \pi \cdot 4 \cdot 10^2 = 2.5 \cdot 10^{14} \text{ эВ} = 4 \cdot 10^{-5} \text{ Дж.}$$

Здесь ΔN_e – прирост плотности плазмы, составляющий 1/3 от начальной плотности, $\Delta E_i = 30$ эВ – энергия, идущая на образование пары электрон-ион, a – радиус плазменного шнура, а L – его длина. Как видно из зондовых сигналов на рис. 2, постоянная времени установления стационарного значения сигнала $\tau \approx 2$ мкс. Отсюда может быть оценена мощность нагрева: $\Delta W/\tau = 20$ Вт. Эта оценка сделана при возбуждении поля петлевыми антеннами. Для случая возбуждения поля пластинами поглощаемая в плазме мощность возрастает в несколько раз.

Существенным является вопрос о механизме нагрева электронов. Частота электрон-нейтральных столкновений в аргоне при $3 \cdot 10^{-4}$ Торр и $T_e \sim 5$ эВ равна $\nu_{ea} = 3 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$. При 10% отстройке от гирорезонанса мощность потерь за счет столкновений равна:

$$P_{\sim} = N_e e^2 E_{\sim}^2 \nu_{ea} V / m (\omega_0^2 - \Omega_e^2) \sim 0.7 \text{ Вт.}$$

При этом для оценок E_{\sim}^2 мы предположили, что полная мощность двух магнетронов сосредоточена в объеме конденсатора, создаваемого пластинами. Это дает максимальную оценку поля, из которой следует результат на порядок меньший, чем дают зондовые измерения.

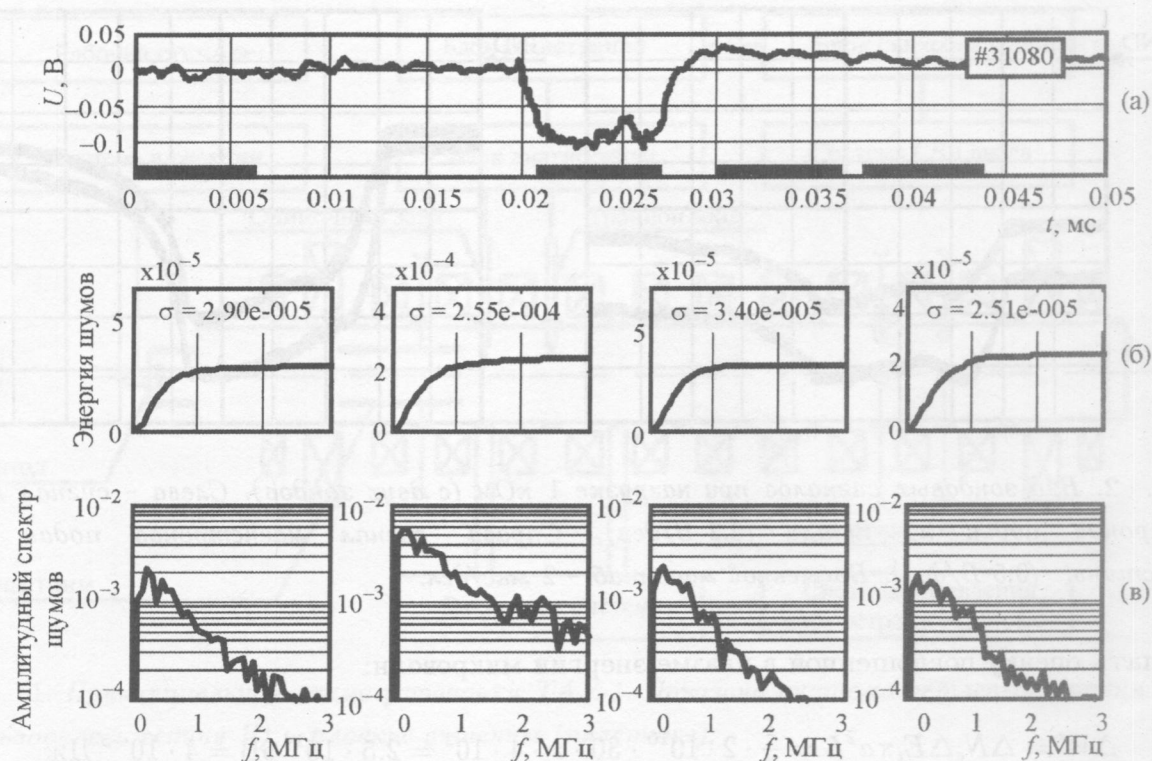


Рис. 3. На рисунке представлены (сверху вниз): (а) Временная реализация импульса N 31080. (б) Усредненные по серии импульсов энергии звуковых шумов до, во время и после импульса, σ – среднеквадратичная величина шума. Времена выборки показаны на (а) жирными отрезками. (в) Усредненные по серии импульсов амплитудные спектры. Сопротивление на зонде $R = 100$ кОм, энергия электронного пучка $E_e = 120$ эВ, магнитное поле $H \approx 56$ мТл. Усреднение по 5 импульсам.

При $\Omega_e > \omega_0$ очевидно, что механизм поглощения резонансный. Показатель преломления $N = \{1 + N_e/N_c(\Omega_e/\omega_0 - 1)\}^{1/2} > 1$. Волна из области возбуждения может распространяться вдоль магнитного поля и поглощается при гирорезонансе в области слабого магнитного поля. При $\Omega_e < \omega_0$ в области петлевых антенн или пластин (в ближней волновой зоне) возможно возбуждение плазменных волн в верхнем гибридном резонансе. Таким образом достигается бесстолкновительное поглощение энергии микроволнового поля во всем рассматриваемом диапазоне магнитных полей.

Для зондовых измерений ионно-звуковой турбулентности были использованы АЦП с тактовой частотой 40 МГц. Интенсивность шумов в области ниже 0.3 МГц была на два порядка выше интенсивности ионно-звуковых шумов и определялась развитой

дрейфово-диссипативной неустойчивостью. Поэтому была использована RC-цепочка как фильтр высоких частот. Постоянная времени измерительной цепи составляла 0.5 мкс. Таким образом, была подавлена регистрация колебаний с частотами ниже 0.3 МГц.

На рис. 3 представлена временная выборка зондового сигнала до включения микроволнового импульса, во время импульса и после него. Представлены также фурье-спектры колебаний и значения энергии шумов (интеграл по спектру) при энергии электронного пучка 120 эВ и при сопротивлении нагрузки 1 кОм. На рисунке представлены усредненные спектры по 3–5 отдельным импульсам. Сопоставление зондовых сигналов, их фурье-спектров и энергий показывает, что они идентичны во всем диапазоне использованных магнитных полей. Включение микроволнового поля вызывает увеличение спектральной плотности ионно-звуковых шумов во всем изучаемом интервале частот от 0.3 до 3 МГц. Общая энергия шумов возрастает на порядок величины. Ниже в табл. 1 приведены средние значения энергии шумов при разных магнитных полях при нагрузках 1 кОм и 100 кОм и при энергиях пучка электронов 90 эВ и 120 эВ.

Т а б л и ц а 1

Средние значения энергии шумов. В скобках указаны значения энергии шумов до включения микроволнового импульса

E_e	Магнитное поле		
	~56 мТл	~61 мТл	~68 мТл
		1 кОм	
90 эВ	$5.36 \cdot 10^{-4} (6.79 \cdot 10^{-5})$	$8.8 \cdot 10^{-4} (8.18 \cdot 10^{-5})$	$9.19 \cdot 10^{-4} (8.75 \cdot 10^{-5})$
120 эВ	$1.08 \cdot 10^{-3} (1.35 \cdot 10^{-4})$	— — — — ($4.31 \cdot 10^{-4}$)	$6.5 \cdot 10^{-4} (9.1 \cdot 10^{-5})$
		100 кОм	
90 эВ	$3.54 \cdot 10^{-4} (3.27 \cdot 10^{-5})$	$2.82 \cdot 10^{-4} (2.89 \cdot 10^{-5})$	$3.53 \cdot 10^{-4} (2 \cdot 10^{-5})$
120 эВ	$2.55 \cdot 10^{-4} (2.9 \cdot 10^{-5})$	$2.84 \cdot 10^{-4} (3 \cdot 10^{-5})$	$2.78 \cdot 10^{-4} (4.3 \cdot 10^{-5})$

Как видно из табл. 1, энергия шумов падает при большей нагрузке зондов, то есть с ростом энергии регистрируемых зондом электронов. Эта закономерность сохраняется и при включении микроволнового импульса.

При токах в пучке 0.1 А мы имеем сильную ионно-звуковую турбулентность с низкими значениями взаимно корреляционной функции (ВКФ) на размерах порядка длины волны ионного звука. Такая турбулентность, как показано в работе [2], состоит из газа ионно-звуковых солитонов, а стационарный уровень энергии турбулентных пульсаций

обеспечивается их выносом на периферию плазменного шнура. Характерный масштаб флуктуаций 0.3...1 см.

Таким образом, микроволновый нагрев вызывает десятикратное увеличение энергии мелкомасштабных ионно-звуковых возмущений.

В настоящее время трудно указать механизм усиления ионно-звуковых флуктуаций в поле микроволновой накачки. Вряд ли мы имеем заметное изменение условий развития пучковой неустойчивости и изменение условий развития ионно-звуковой неустойчивости. Можно предположить, что в данном случае мы имеем дело с процессами типа резонансной неустойчивости электромагнитных волн в F -слое ионосферы [3]. Действительно, в случае $\omega_0 > \Omega_e$ мы имеем резонанс волны накачки (ω_0) с локальным значением верхнегибридной частоты $(\omega_{Le}^2 + \Omega_e^2)^{1/2}$. Ионно-звуковые возмущения в магнитном поле вытянуты вдоль магнитного поля и имеют малый размер в поперечном направлении. Это создает благоприятные условия для развития резонансной неустойчивости, рассмотренной в работе [3]. При этом помимо учета эффекта нагрева при возбуждении верхнегибридных колебаний на возмущениях плотности нужно учесть и аналогичное тепловому влияние высокочастотного квазипотенциала. Можно также предположить, что в области гирорезонанса и при $\Omega_e > \omega_0$ мы имеем аналогичные явления.

Авторы признательны А. С. Сахарову за полезные обсуждения результатов работы. Работа поддержана РФФИ – проект N 07-02-00455.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Г. М. Батанов, Л. М. Коврижных, Л. В. Колик и др., Исследование индуцированного I - s рассеяния вблизи нижнего гибридного резонанса, В сб.: *Вопросы физики плазмы и плазменной электроники* (Труды ФИАН, **160**, М., Наука, 1985) с. 160.
- [2] К. А. Сарксян, Н. Н. Скворцова, Н. К. Харчев, Б. Ф. Миллиген, *Физика плазмы* **25**(4), 346 (1999).
- [3] В. В. Васьков, А. В. Гуревич, Самофокусировка и резонансная неустойчивость в области ионосферы. В сб.: *Тепловые нелинейные явления в плазме* (Горький, ИПФ АН СССР, 1979), с. 81; А. В. Гуревич, *УФН* **177**(11), 1145 (2007).

Учреждение Российской академии наук

Институт общей физики

им. А. М. Прохорова РАН

Поступила в редакцию 11 сентября 2009 г.