

НИЗЬКОЧАСТОТНА ТУРБУЛЕНТНІСТЬ У ГЕЛІКОННІЙ ПЛАЗМІ

В. Ф. Вірко, Г. С. Кириченко, К. П. Шамрай

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Досліджено спектри коливань у густій плазмі короткого геліконного джерела, яке збуджується на частоті 13,56 МГц. Показано, що нелінійна взаємодія високочастотної накачки з плазмою приводить до виникнення низькочастотної (у діапазоні 1 МГц) турбулентності. Встановлено пороги її збудження залежно від рівня високочастотної потужності, що вкладається в плазму, та напруженості магнітного поля. Виміряно фазові швидкості та напрямки розповсюдження хвиль, їх просторові кореляційні характеристики. Турбулентні пульсації ідентифіковано з іонно-звуковими хвилями, визначено їх просторовий розподіл в об'ємі розряду. Теоретично проаналізовано та чисельно оцінено деякі механізми збудження іонно-звукової турбулентності. Показано, що в умовах експерименту найбільшу ефективність має розпадна нестійкість електростатичних коливань.

Вступ

Нелінійні процеси, стимульовані інтенсивними високочастотними (ВЧ) полями, приводять до аномального нагрівання частинок, нелінійної дифузії плазми тощо. Такі явища інтенсивно вивчаються в області керованого термоядерного синтезу, але в низькотемпературній плазмі високочастотних індукційних джерел вони вивчені набагато гірше. Суттєві особливості нелінійної фізики такої плазми обумовлюються відносно високим рівнем зіткнень частинок, які визначають пороги нелінійних процесів, обмеженістю плазми, яка приводить до зв'язку хвильових процесів в об'ємі та на поверхні плазми, важливою роллю ближньої зони ВЧ антени, де поля мають особливо високу інтенсивність, тощо.

Геліконні хвилі, що безпосередньо збуджуються ВЧ антеною в плазмі геліконного джерела, дуже слабо поглинаються за рахунок звичайних механізмів, таких як бінарні зіткнення частинок, загасання Ландау тощо. Причина полягає в тому, що основна енергія цих хвиль зосереджена в магнітному полі. Для пояснення інтенсивного поглинання геліконів було запропоновано механізм лінійної конверсії геліконних хвиль у сильнозагасаючі електростатичні хвилі, яка відбувається внаслідок обмеженості чи неоднорідності плазми (див., напр., [1]). Цей механізм добре пояснює особливості поглинання при низьких рівнях ВЧ потужності в експериментах [2]. Але при високих рівнях потужності можуть бути важливими також деякі нелінійні механізми, наприклад параметричне збудження іонно-звукової турбулентності [3]. Нелінійні механізми поглинання ВЧ потужності експериментально вивчалися в інших умовах, де вони пов'язувались з параметричними [4] або розпадними [5] нестійкостями. У діапазоні параметрів геліконних джерел такі механізми досі не вивчено, хоч вони можуть бути важливими, зокрема для нагріву іонів [6]. У цій роботі експериментально досліджено іонно-звукову турбулентність у геліконній плазмі та теоретично проаналізовано можливі причини її збудження.

Експериментальне дослідження низькочастотної турбулентності

Експериментальна установка складалась із кварцевої циліндричної камери діаметром 14 см та довжиною 23 см, вміщеної в повздовжнє магнітне поле напруженістю до 200 Гс. За допомогою зовнішньої індукційної антени в камері збуджувалась перша азимутальна мода геліконних коливань на частоті 13,56 МГц. Камера геліконного розряду сполучалась з допоміжним джерелом плазми, яка генерувалась мікрохвильовим (2,45 ГГц) розрядом на основі електронно-циклотронного резонансу (ЕЦР). Обидва джерела були розділені мідною сіткою, так що повна довжина об'єму, який збуджувався ВЧ антеною, становила 36 см. Експериментальна схема давала змогу генерувати плазму в різних режимах:

індукційний ВЧ розряд у відсутності магнітного поля зі збудженням геліконною антеною;

ЕЦР розряд у магнітному полі, але при відсутності високочастотного струму в антені; геліконний ВЧ розряд (індукційний розряд у магнітному полі).

Досліди показали, що радіочастотний зонд, уміщений у плазму геліконного розряду, виявляє присутність низькочастотних шумових коливань у діапазоні від нуля до 1 – 2 МГц, які майже експоненціально спадають зі зростанням частоти. Одночасно біля основної частоти накачки (13,56 МГц), а також біля кожної з її гармонік виникають приблизно симетричні шумові «крила», форма яких подібна до спектра низькочастотних коливань.

На рис. 1 зображено спектри коливань плаваючого потенціалу зонда на низьких частотах (ліворуч), а також поблизу основної частоти і її другої та третьої гармонік. Оскільки в наших умовах іонна плазмова частота складала 10 – 20 МГц і значно перевищувала частоту шумів, то зонд весь час знаходиться в рівновазі з плазмою і, таким чином, низькочастотний (НЧ) спектр відображає коливання потенціалу плазми.

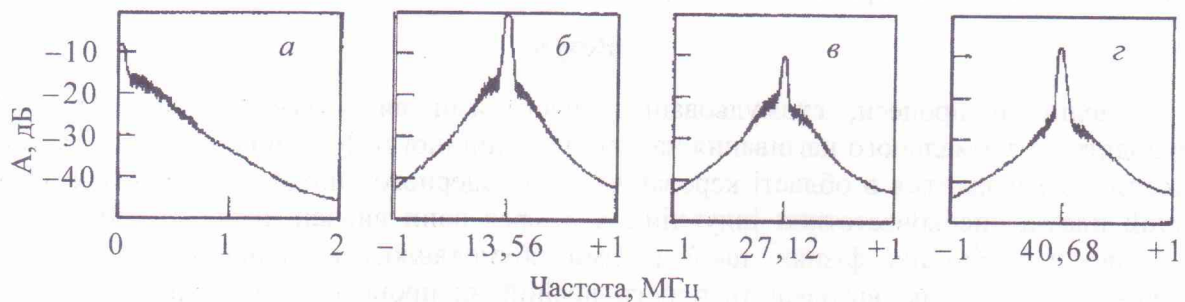


Рис. 1. Спектри коливань у низькочастотній області (а), поблизу частоти накачки (б), її другої (в) та третьої (з) гармонік. Параметри експерименту: $P_{ВЧ} = 600$ Вт, $p_{Ar} = 3,5$ мТорр, $B_0 = 60$ Гс, $n = 4 \cdot 10^{11}$ см $^{-3}$.

Виявилось, що НЧ шуми відсутні у двох перших із згаданих вище режимів і, таким чином, збуджуються лише внаслідок сумісної дії двох факторів – магнітного поля та ВЧ накачки. Процес виникнення шумів зі збільшенням амплітуди накачки має пороговий характер, що є характерною ознакою нелінійного параметричного процесу. Це показано на рис. 2, де зображено залежність амплітуди шуму, який виникає в ЕЦР плазмі на частоті 0,5 МГц, від амплітуди високочастотного струму в антені, тобто від ВЧ потужності, що вкладається в плазму.

Аналогічний пороговий вигляд має залежність амплітуди НЧ шуму від магнітного поля при фіксованій потужності, що вкладається в плазму. Це показано на рис. 3, з якого видно, що збільшення магнітного поля приводить до появи більш високочастотних компонент шуму, так що в цілому спектр розширюється в бік високих частот. Права границя НЧ спектра приблизно відповідає нижньогібридній частоті $\omega_{LH} \approx [\omega_{ce}\omega_{ci}]^{1/2}$.

За допомогою рухомих зондів, які можна було розводити як в радіальному, так і в азимутальному напрямках, було встановлено, що складові шумового спектра розповсюджуються по азимуту з однаковими фазовими швидкостями, що відповідає швидкості іонного звука в аргонній плазмі при температурі електронів $T_e \sim 4$ еВ, $v_{ph} \approx [T_e/m_i]^{1/2} \approx 3 \cdot 10^5$ см/с. Відповідну дисперсійну залежність зображено на рис. 4. Внесення часової затримки в той чи інший зонд показало, що розповсюдження хвиль відбувається в напрямку циклотронного руху електронів, з яким співпадає напрямок поляризації геліконної хвилі. Було також з'ясовано, що довжина кореляції окремих спектральних компонент у напрямку розповсюдження складає 2 – 3 см, тоді як у радіальному напрямку вона значно коротша.

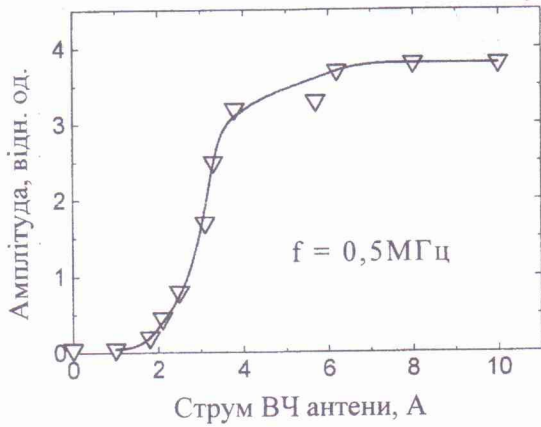


Рис. 2. Залежність амплітуди шумового сигналу на частоті 0,5 МГц від струму ВЧ антени. $B_0 = 115$ Гс, $p_{\text{АГ}} = 1$ мТорр, $n = 3,2 \cdot 10^{11}$ см $^{-3}$.

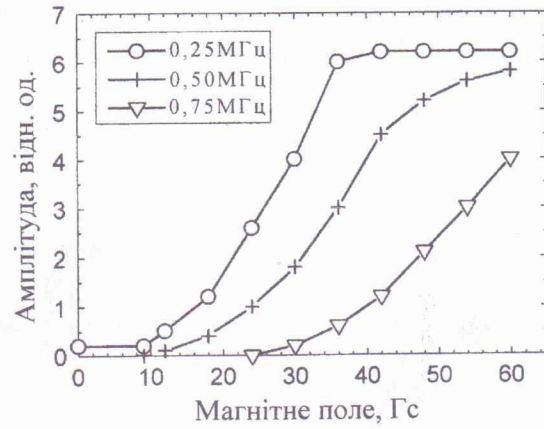


Рис. 3. Залежність амплітуди шумового сигналу на різних частотах від магнітного поля. $P_{\text{ВЧ}} = 750$ Вт, $p_{\text{АГ}} = 4$ мТорр, $n = 3,2 \cdot 10^{11}$ см $^{-3}$.

Рис. 5 демонструє зв'язок між рівнем поглинання ВЧ потужності та амплітудою шумів. У цьому експерименті плазма утворювалась імпульсним ЕЦР розрядом, тривалість якого 10 мс. За цей час концентрація плазми зростала від нуля до максимального значення й знову спадала до нуля. Під час зміни концентрації внаслідок геометричних резонансів виникають максимуми поглинання ВЧ потужності [2], які відображаються нижньою кривою на рис. 5. Верхня крива на цьому рисунку показує відповідне резонансне зростання амплітуди шумів на частоті 0,5 МГц (гострі піки на початку та в кінці імпульсу викликані перехідними процесами). Хоч цей результат не доводить, що поглинання геліконів відбувається внаслідок збудження іонно-звукової турбулентності, але він свідчить про кореляцію цих процесів.

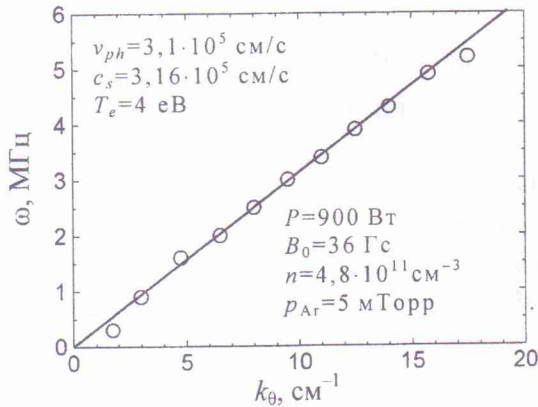


Рис. 4. Експериментально виміряна дисперсія НЧ шумів (кола) та теоретична дисперсія іонно-звукових коливань (пряма).

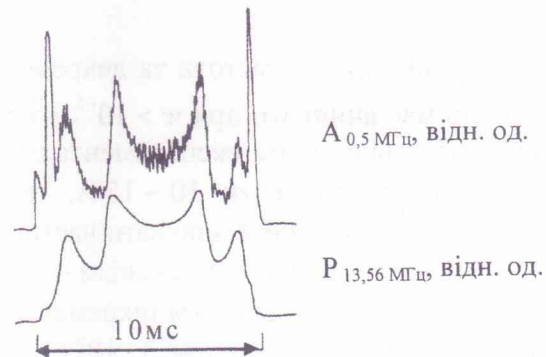


Рис. 5. Залежність від часу ВЧ потужності, що вкладається в ЕЦР плазму, та амплітуда НЧ коливань на частоті 0,5 МГц.

Механізми збудження іонно-звукової турбулентності

Інтенсивність нелінійних процесів у плазмі звичайно характеризується параметром $w = E_0^2 / 8\pi n T_e$, де E_0 – амплітуда електричного поля ВЧ накачки. Цю величину було обчислено на основі моделі [2] для параметрів даного експерименту, і лінії її рівня в поперечному перерізі плазмового стовпа показано на рис. 6. Найбільшу інтенсивність ВЧ поле на частоті 13,56 МГц має у вузькій зоні в периферійній області неоднорідної плазми поблизу провідників антени. Це поле виникає в результаті збудження електростатичних коливань завдяки механізму лінійної конверсії геліконних хвиль [1]. Розподіл максималь-

ного значення w уздовж плазмового стовпа показано на рис. 7. Якщо ВЧ струм в антені дорівнює 1 А, величина w може досягати 10^{-5} при найбільш сприятливих умовах збудження.

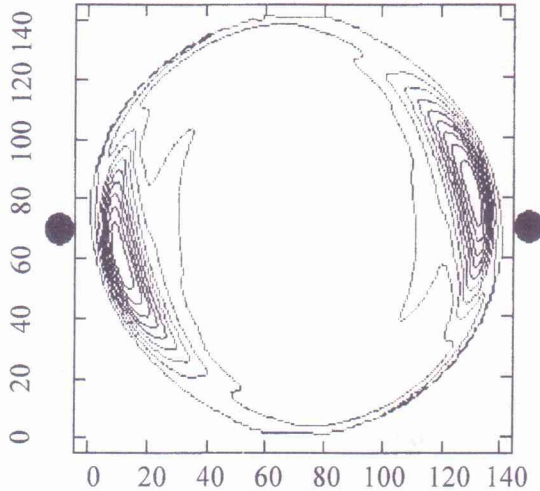


Рис. 6. Лінії рівня параметра w в поперечному перерізі плазми на відстані $z = 25$ см від фланця. $B_0 = 115$ Гс, $p_{Ar} = 1$ мТорр, $n = 4 \cdot 10^{11}$ см $^{-3}$.

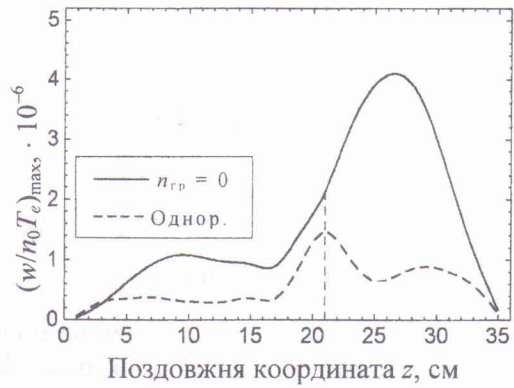


Рис. 7. Залежність максимального значення w від поздовжньої координати. ВЧ антена знаходиться в області $z < 21$ см. $B_0 = 115$ Гс, $p_{Ar} = 0,7$ мТорр, $n = 4 \cdot 10^{11}$ см $^{-3}$, $I_A = 1$ А.

Один з імовірних механізмів збудження іонно-звукових хвиль – параметрична нестійкість електростатичного поля відносно розпаду на електростатичну (Трайвелпіс-Гулдовську) та звукову хвилі – має поріг [7]

$$w_{th} = 8 \left(\frac{\omega_0}{\omega_{pe}} \right)^2 \frac{\gamma_{TG} \gamma_S}{\omega_{TG} \omega_S},$$

де $\omega_{TG,S}$ та $\gamma_{TG,S}$ – частоти та декременти загасання хвиль. В умовах експерименту ця нестійкість має виникати при $w > 10^{-5}$, тобто при струмах антени більше декількох ампер. Цей поріг добре відповідає експериментальним значенням. Оскільки в розрядних умовах струм антени може становити 10 – 15 А, інкремент розпаду може досягати великих значень $\gamma_{max} \sim 10^7$ с $^{-1}$, тобто перевищувати частоти іонно-звукових хвиль.

Ще один можливий механізм – кінетична параметрична нестійкість – забезпечує збудження звука з максимальним інкрементом $\gamma_{max} \sim 0,05 \omega_{LH}$ [3]. В умовах наших експериментів цей інкремент не перевищує $3 \cdot 10^5$ с $^{-1}$, тобто значно менший від інкременту розпадної нестійкості.

Генерація іонного звука може відбуватись також внаслідок виникнення стаціонарної дрейфової течії електронів зі швидкістю $u_d = (1/m_e \omega_{ce})(\hat{z} \times f_p)$ у полі осередненої пондеромоторної сили $f_p = -\langle m_e (v \nabla) v + (e/c)(v \times B) \rangle$, обумовленої рухом електронів у ВЧ полі. Розрахунки для умов експерименту показують, що найбільша швидкість течії має місце в центральній області плазмового стовпа, де u_d може перевищити іонно-звукову швидкість уже при струмі антени більше декількох ампер. При цьому можна чекати виникнення іонно-звукової нестійкості з інкрементом $\gamma_{max} \sim \omega_{LH} \geq 10^6$ с $^{-1}$ [8].

Заключення

У результаті проведених досліджень можна зробити такі висновки. Для геліконного розряду характерне порогове збудження низькочастотної турбулентності, частотний спектр якої розширюється зі зростанням магнітного поля, а складові розповсюджуються по азимуту

з іонно-звуковою швидкістю в напрямку електронної гіроротації. Декілька механізмів можуть відповідати за генерацію іонно-звукової турбулентності, але найбільш інтенсивним уявляється параметричний розпад на електростатичні та звукові хвилі в інтенсивному електростатичному полі, яке виникає в неоднорідній плазмі внаслідок лінійної конверсії геліконних хвиль.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Шамрай К.П. // Физика плазмы. – 1999. – Т. 25. – С. 934.
2. Virko V.F., Kirichenko G.S., Shamrai K.P. // Plasma Sources Sci. Technol. – 2002. – Vol. 11. – P. 10.
3. Akhiezer A.I., Mikhailenko V.S., Stepanov K.N. // Phys. Lett. – 1988. – Vol. A245. – P. 117.
4. Григорьева Л.И., Сизоненко В.Л., Смердов Б.И. и др. // ЖЭТФ. – 1971. – Т. 60. – С. 605.
5. Porkolab M., Arunasalam V., Ellis R.A. // Phys. Rev. Lett. – 1972. – Vol. 29. – P. 1438.
6. Balkey M.M., Boivin R., Kline J.L., Scime E.E. // Plasma Sources Sci. Technol. – 2001. – Vol. 10. – P. 284.
7. Porkolab M. // Nuclear Fusion. – 1978. – Vol. 18. – P. 367.
8. Михайловский А.Б. Теория плазменных неустойчивостей. Т. 1. - М.: Атомиздат, 1975.

НИЗКОЧАСТОТНАЯ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ В ГЕЛИКОННОЙ ПЛАЗМЕ

В. Ф. Вирко, Г. С. Кириченко, К. П. Шамрай

Исследованы спектры колебаний в плотной плазме короткого геликонного источника, возбуждаемого на частоте 13,56 МГц. Показано, что нелинейное взаимодействие высокочастотной накачки с плазмой приводит к возникновению низкочастотной (в диапазоне 1 МГц) турбулентности. Установлены пороги ее возбуждения в зависимости от уровня вкладываемой в плазму мощности и напряженности магнитного поля. Измерены фазовые скорости и направления распространения волн, их пространственные корреляционные характеристики. Турбулентные пульсации идентифицированы с ионно-звуковыми волнами, определено их пространственное распределение в объеме разряда. Теоретически проанализированы и численно оценены некоторые механизмы возбуждения ионно-звуковой турбулентности. Показано, что в условиях эксперимента наибольшую эффективность имеет распадная неустойчивость электростатических колебаний.

LOW FREQUENCY TURBULENCE IN HELICON PLASMA

V. F. Virko, G. S. Kirichenko, K. P. Shamrai

Spectra of oscillations in a dense plasma of the short helicon source excited at the frequency 13,56 MHz were investigated. It was shown that the nonlinear interaction between high frequency pumping and the plasma resulted in arise of a low frequency turbulence (in the range of 1 MHz). Excitation thresholds depending on a power deposition and a magnetic field strength were estimated. Phase velocities and waves, as well as their spatial correlation properties were measured. The turbulent pulsations were identified to be the ion-sound waves. Their spatial distribution in the discharge volume were measured. Several mechanisms of the ion-plasma turbulence excitations were analyzed theoretically and numerically estimated. It was shown that in the given experimental conditions the decay instability of electrostatic oscillations had the most efficiency.

Надійшла до редакції 17.04.02,
після доопрацювання – 27.09.02.