

ПОДАВЛЕНИЕ ЦИКЛОТРОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ РАЗРЕЖЕННОЙ ПЛАЗМЫ С ПОМОЩЬЮ СИСТЕМЫ ОБРАТНЫХ СВЯЗЕЙ

В.В.Арсенин, В.А.Жильцов, В.У.Лихтенштейн, В.А.Чуяков

Известно (см., например, обзор [1]), что замагниченная плазма с анизотропным распределением ионов по скоростям ($r = T_{\perp} / T_{\parallel} > 1$, T_{\perp} и T_{\parallel} — поперечная и продольная температуры) должна быть неустойчива на ионной циклотронной частоте и ее гармониках $\omega = n\omega_{HI}$, $n = 1, 2, \dots$. Если r не слишком велико, раскачка происходит на пересечении ("резонансе") ленгмюровской и циклотронной ветвей колебаний: $\omega_{0e} \approx n\omega_{HI}$, ω_{0e} — электронная ленгмюровская частота. Очевидно, резонанс, и вместе с ним неустойчивость, можно было бы сорвать, включив какой-либо механизм достаточно сильного затухания ленгмюровских колебаний. В нашей работе затухание вводится с помощью специальной радиотехнической системы с обратными связями, управляющей возмущенными полями вне плазмы.

Требования, которым должна удовлетворять следящая система, можно получить, рассмотрев простую модель: цилиндр $r < a$, $|z| < b$ разреженной ($\mu^{1/2} \omega_{0e} \ll \omega_{HI}$, μ — отношение масс электрона и иона) плазмы с осью (z), направленной вдоль внешнего однородного поля H . Будем считать для простоты, что плазма однородна по плотности и при $r = a$ касается металлической стенки камеры. Тогда возмущения электрического потенциала в собственных колебаниях имеют вид $(\phi(z) J_m(k_{\perp} r) \exp(im\theta - i\omega t))$, где θ — азимутальный угол, $J_m(k_{\perp} a) = 0$. Пусть за торцами цилиндра, на поверхностях $z = \pm d$ некоторой радиосхемой поддерживаются условия

$$\phi_{z = \pm d} = \delta \phi_{z = \pm b}, \quad (1)$$

где коэффициент δ , вообще говоря, комплексный и зависит от ω . Предположим также, что выполнены неравенства

$$r \gg (\mu \zeta_n)^{-1/3}, \quad |k_z|^2 \rho^2 \gg (\mu \zeta_n)^{1/3},$$

где ρ — средний ларморовский радиус ионов, $\zeta_n = I_n(k_{\perp}^2 \rho^2) \exp(-k_{\perp}^2 \rho^2)$, k_z — волновое число возмущения в направлении H . Тогда дисперсионное уравнение принимает вид

$$\frac{\omega_{0e}^2}{\omega^2} - 1 + \frac{\mu \omega_{0e}^2 \zeta_n}{(\omega - n\omega_{HI})^2} = \frac{k_{\perp}^2}{k_z^2}, \quad (2)$$

где k_z – корни уравнения

$$\left. \begin{array}{l} \frac{\operatorname{tg} k_z b}{k_z} \\ - \frac{\operatorname{ctg} k_z b}{k_z} \end{array} \right\} = \frac{\delta(\omega) - \operatorname{ch} k_z(d-b)}{k_z \operatorname{sh} k_z(d-b)}. \quad (3)$$

Верхняя строка в (3) относится к симметричным ($\phi(-z) = \phi(z)$) модам, нижняя – к антисимметричным. Учитывая, что ионный член в (2) не превышает по модулю $\gamma \mu (\omega_{0e}^2 / \omega_H^2) k_z^2 / |k_z|^2$, находим достаточные условия устойчивости

$$\omega \operatorname{Im} \delta < 0, \quad (4)$$

$$n_{\text{эф}}^2 \left(1 + \frac{k_z^2}{|k_z|^2} \right) \ll \frac{\operatorname{Im} k_z^2}{k_z^2} \quad (5)$$

Наибольшее (порядка единицы для $|k_z| \sim b^{-1}$) значение $|k_z^{-2} \operatorname{Im} k_z^2|$ получается, когда действительная и мнимая составляющие в правой части (3) порядка b . С ростом $|k_z|$ величина $|k_z^{-2} \operatorname{Im} k_z^2|$ быстро (как $|k_z^{-2}|$) падает, поэтому мелкомасштабные возмущения ($|k_z b \gg 1$) обратными связями не подавляются.

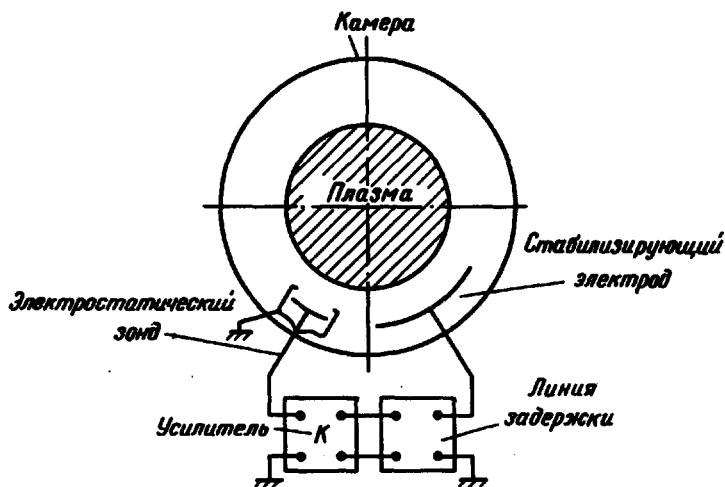


Рис.1. Схема стабилизирующей системы

Можно показать, что при условии (4) обратные связи должны оказывать стабилизирующее действие (на возмущения с не слишком большим радиальным волновым числом) и в случае, когда датчики и управляющие электроды находятся за боковой поверхностью цилиндра. При $\omega \operatorname{Im} \delta > 0$ должна происходить раскачка ленгмюровских колебаний.

Экспериментальная проверка предложенного выше метода стабилизации проведена на установке "Огра II" – ловушке с инжекцией быстрых атомов водорода [2]. Плазма создавалась в простом пробочном поле $H = 10 \text{ кГс}$, ее плотность ограничивалась желобковой неустойчивостью на уровне 10^7 см^{-3} . В этом режиме развивается симметричный относительно плоскости $z = 0$ мод циклотронной неустойчивости $m = 1$, $k_{\perp} \sim 4a^{-1}$, $k_z \sim b^{-1}$. Раскачка этого мода приводит к сильному уширению первоначально монохроматического спектра ионов, но при наличии желобковой неустойчивости не влияет на плотность плазмы.

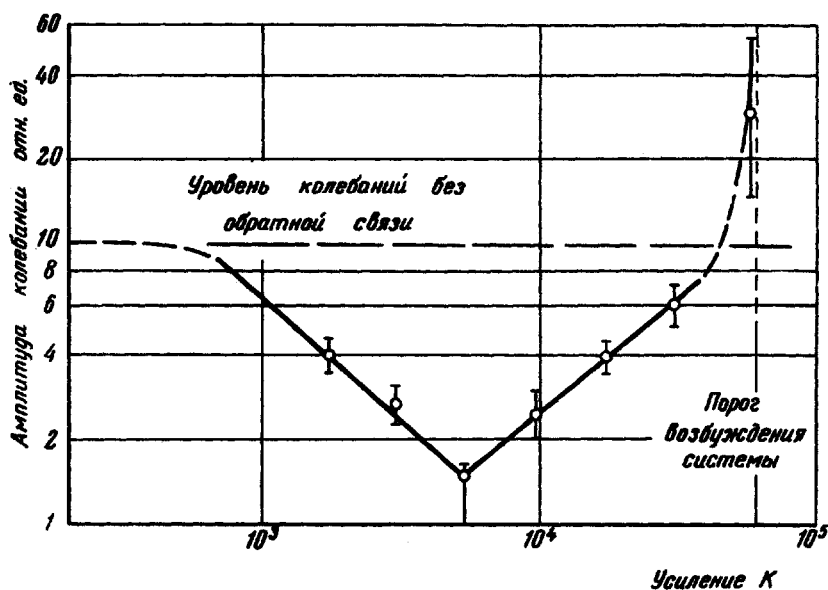


Рис.2. Зависимость амплитуды ВЧ колебаний от коэффициента усиления усилителя системы стабилизации ($\theta = 300^\circ$)

Схема системы стабилизации показана на рис. 1. Колебания на частоте $\omega_{H1} ((2\pi)^{-1} \omega_{H1} = 15,5 \text{ МГц})$ принимаются электростатическим зондом [2], усиливаются полосовым усилителем с динамическим диапазоном $\pm 15 \text{ в}$, задерживаются для получения нужного фазового сдвига линией задержки и подаются на стабилизирующий электрод с длиной больше 2 в .

Эксперименты показали, что данная система воздействует на колебания лишь тогда, когда коэффициент усиления усилителя лежит в некоторой полосе (см. рис. 2) и обеспечивает, по грубой оценке, $\delta \sim 1$. При этом, в зависимости от сдвига фазы, амплитуда колебаний могла как

падать на порядок, так и возрастать почти в 100 раз по сравнению с амплитудой при выключенной системе (см.рис.3). Фазовый сдвиг, при котором наблюдалась наилучшая стабилизация, был близок к 300° . Одновремен-

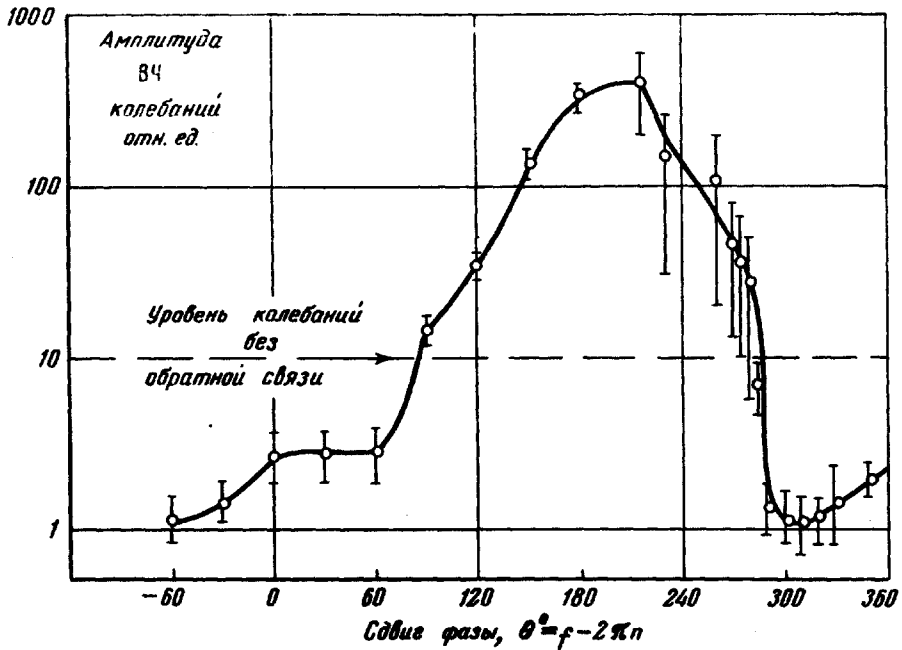


Рис.3. Зависимость амплитуды ВЧ колебаний от фазового сдвига в системе стабилизации ($K = 5 \cdot 10^3$)

но с уменьшением амплитуды колебаний наблюдалось резкое сужение энергетического спектра ионов, измеряемого по нейтралам перезарядки [2]. Эти факты показывают, что предложенным способом действительно можно эффективно влиять на циклотронную неустойчивость. Подробнее экспериментальные результаты будут описаны в последующих публикациях.

Поступило в редакцию
27 мая 1968 г.

Литература

- [1] А.В.Тимофеев, В.И.Пистуневич. Сб. Вопросы теории плазмы, вып.5, стр. 351, Госатомиздат, 1967.
- [2] Л.И.Артемюков и др. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. of II Intern. Conf. on Plasma Physics, Culham, 1965), vol.II, p.45, IAEA, Vienna, 1966.