

01; 04; 09

© 1993

ЗАДЕРЖКА СИГНАЛА, РАСSEЯННОГО В ГИБРИДНОМ РЕЗОНАНСЕ, И НОВЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ДИАГНОСТИКИ КОРОТКОВОЛНОВЫХ ПЛАЗМЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ

В.И. Архипенко, В.Н. Будников,
Е.З. Гусаков, А.Д. Пилия,
В.Л. Селенин, Л.В. Симончик

Усиленное рассеяние микроволнового излучения является эффективным методом исследования мелкомасштабных плазменных колебаний и волн [1, 2]. Идея метода основана на использовании для диагностики колебаний электромагнитного излучения, для которого в плазме выполнены условия гибридного резонанса. При этом резонансное увеличение волнового вектора зондирующего излучения позволяет получать информацию о колебаниях плазмы с масштабом, существенно меньшим вакуумной длины волны зондирующего излучения, а рост резонансной компоненты поля приводит к значительному увеличению сечения рассеяния. Метод усиленного рассеяния дает информацию о колебаниях, распространяющихся почти параллельно резонансной компоненте волнового зондирующей волны и приводящих к рассеянию назад. Он отличается хорошей локальностью, поскольку рассеяние происходит в непосредственной окрестности гибридного резонанса, где выполнены условия синхронизма

$$K_i(x) + K_s(x) = \varphi, \quad (1)$$

в котором K_i и K_s – проекции волновых векторов зондирующей рассеянной волн на направление неоднородности, а φ – волновой вектор низкочастотных флуктуаций плазмы.

Вместе с тем метод усиленного рассеяния является интегральным по волновым векторам низкочастотных колебаний, поскольку к рассеянию назад могут приводить все флуктуации с $\varphi > \frac{2\omega_i}{c}$, где ω_i – частота зондирующего излучения.

В настоящей статье показано, что этот недостаток метода может быть устранен, и предложены две его модификации, позволяющие получить информацию о пространственном спектре флуктуаций.

Идея модификации основана на эффекте запаздывания сигнала, рассеянного в области гибридного резонанса [3]. Этот эффект может быть существенен, несмотря на малость расстояния, проходящего зондирующей волной в окрестности резонанса, из-за сильного замедления волны. Действительно, в приближении геометрической оптики время запаздывания сигнала рассеяния имеет вид

$$t_d = 2 \int_{x_0}^{x_s} \frac{\partial k}{\partial \omega} dx = 2 \int_{x_0}^x \frac{dx}{v_g}, \quad (2)$$

где координата точки рассеяния x_s определяется из уравнения (1). Учитывая, что в окрестности точки резонанса $x = x_r$

$$k = K(x - x_r)$$

легко получить соотношение

$$\frac{\partial t_d}{\partial q} = 2 \frac{\partial k}{\partial \omega} \frac{\partial x_s}{\partial q} = - \frac{\partial x_s}{\partial \omega} = - \frac{\partial x_r}{\partial \omega}, \quad (3)$$

после интегрирования по q дающее выражение для времени запаздывания

$$t_d = -q \frac{\partial x_r}{\partial \omega} + t_0. \quad (4)$$

В этом соотношении t_0 — запаздывание сигнала рассеяния при распространении в волноводном тракте. Очень простой вид зависимости времени запаздывания от волнового вектора флуктуаций (4) позволяет предложить по крайней мере две постановки экспериментов по определению их пространственного спектра.

Первая из них состоит в зондировании плазмы коротким импульсом с длительностью τ удовлетворяющей соотношению $\omega_i^{-1} \ll \tau \ll t_d$ и измерении распределения рассеянного сигнала по временам задержки. Как показывает несложный анализ, эта зависимость имеет вид

$$P_S(t) = |I(q)|^2 \langle |S n^2(q)| \rangle \Big|_{q = -\frac{t - t_d}{\partial x_r / \partial \omega}}. \quad (5)$$

Формфактор $I(q)$, характеризующий эффективность рассеяния, для каждого конкретного типа гибридного резонанса может быть рассчитан, что позволяет получить $\langle |\delta n|^2 \rangle$ спектр флуктуаций плотности из измерений сигнала рассеяния.

Другая возможная модификация диагностики усиленного рассеяния основана на использовании зондирующей волны, модулированной по частоте:

$$\omega_i(t) = \omega_0 \left(1 + \frac{\Delta\omega}{\omega_0} \frac{t}{T} \right). \quad (6)$$

Частоты зондирующей и рассеянной волн при этом будут отличаться не только на частоту флуктуаций Ω , но и на величину, пропорциональную времени задержки t_d и скорости свипирования $\Delta\omega/T$. Спектр сигнала, формулируемого при гомодинном детектировании рассеянной волны, при этом будет иметь вид [3]

$$\rho_s(\nu) = |I(q)|^2 \langle |\delta n^2(q)| \rangle \Big|_{q = \frac{(\Omega - \nu)T}{\frac{\partial x_r}{\partial \omega} \Delta\omega}}. \quad (7)$$

Наблюдаемая при этом частота сигнала ν связана с частотой флуктуаций соотношением

$$\nu = \Omega - \frac{\partial x_r}{\partial \omega} \frac{\Delta\omega}{T} q = \Omega - \frac{\partial x_r}{\partial t} q, \quad (8)$$

напоминающим выражение для преобразования частоты за счет эффекта Доплера. В этом соотношении роль скорости источника выполняет $\frac{\partial x_r}{\partial t}$ — скорость перемещения точки гибридного резонанса при изменении частоты.

Обсуждавшийся выше эффект задержки рассеянного сигнала был исследован в экспериментах по усиленному рассеянию на параметрически возбужденных ионно-звуковых волнах. Эксперимент выполнен на линейной плазменной установке [4], в которой в баллоне диаметром 2 см, помещенном в магнитном поле $H = 3$ кЭ, в аргоне при давлении 10^{-2} мм рт. ст. Формировалась плазма, неоднородная как радиально, так и аксиально:

$$n_e(r, z) = n_c \left(1 - \frac{z}{a} - \frac{r^2}{b^2} \right).$$

В качестве зондирующей использовалась косая ленгмюровская волна, испытывающая в такой плазме резонанс гибридного типа при выполнении условия $\omega_{pe}^2(0, z) = \omega^2$. Возбуждение зондирующей волны и регистрация рассеянного сигнала проводились с помощью волноводного ввода. Мощность зондирующей волны $P_i < 1$ мВт, а частота $f_i \approx 2.4$ ГГц. Ионнозвуковые волны различных частот возбуждались в плазме параметрически с помощью волны накачки того же типа, но большей мощности $P_0 \sim 10-100$ мВт.

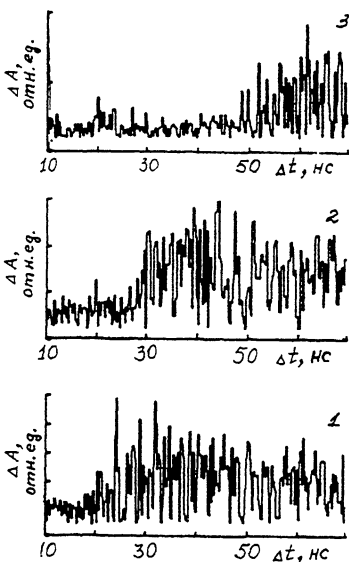


Рис. 1. Отклонение протектированного СВЧ сигнала от среднего уровня в зависимости от времени с момента подачи импульса. Кривые: 1 - $f_s = 2$ МГц; 2 - $f_s = 2.8$ МГц; 3 - $f_s = 4$ МГц.

В первом эксперименте использовалась зондирующая волна, представлявшая собой последовательность импульсов с крутым передним фронтом $\tau_f < 10$ нс, и исследовалась форма огибающей протектированного СВЧ импульса, являющегося суперпозицией сигналов от генератора и рассеянного в плазме. Если в плазме не были возбуждены ионнозвуковые волны, то форма импульса хорошо воспроизводилась, и уровень отклонений от усредненной формы был небольшим. Если же ионнозвуковые колебания возбуждались, то уровень отклонений был небольшим лишь в течение короткого времени Δt , зависившего от частоты ионнозвуковых волн, а затем он увеличивался (рис. 1), что свидетельствовало о приходе сигнала, рассеянного в области гибридного резонанса. Зависимость времени задержки Δt от частоты звуковой волны f_s приведена на рис. 2. Сплошной линией показана теоретическая зависимость $t_d(f_s)$, задаваемая соотношением (4).

Во втором эксперименте плазма зондировалась СВЧ импульсом как постоянной, так и переменной частоты, менявшейся по линейному закону со скоростью свипирования

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} = \frac{\Delta \omega}{2\pi T} = 7.9 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-2}.$$

В плазме возбуждались ионнозвуковые волны различных частот, при этом в протектированном сигнале в волноводном тракте регистрировались колебания, спектр которых изображен на рис. 3 сплошными линиями в случае постоянной частоты зондирования и пунктиром - для переменной частоты. В первом случае частота колебаний совпадала с частотой ионнозвуковой волны f_s , возбужденной в плазме, во втором - существенно отличалась от нее. Это отличие объясняется эффектом задержки рассеянного сигнала и описывается соотношением (8), которое при учете того, что $q = 2\pi f_s / c_s$ принимает вид

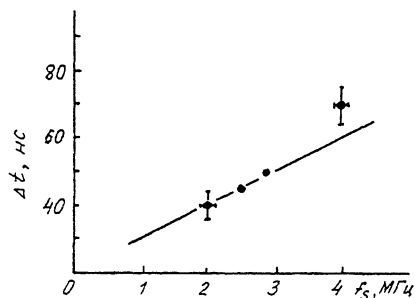


Рис. 2. Время задержки сигнала рассеяния в зависимости от частоты ионнозвуковой волны.

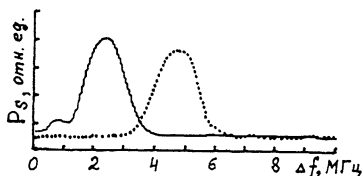
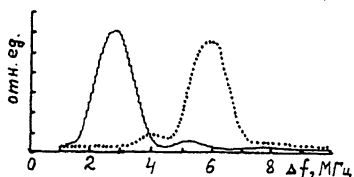
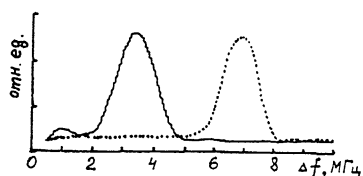


Рис. 3. Спектры продектированного сигнала для различных ионнозвуковых частот. Сплошные линии – зондирование с постоянной частотой, пунктирные – с переменной частотой.

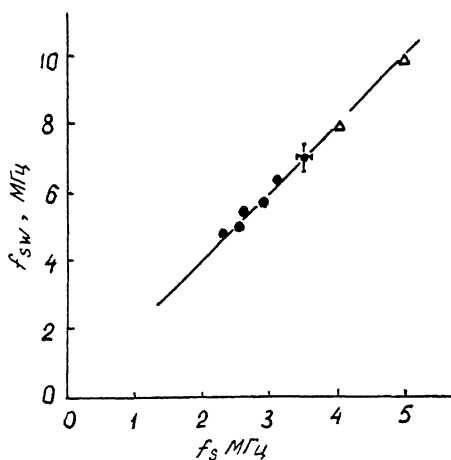


Рис. 4. Зависимость частоты продетектированного СВЧ сигнала от частоты ионного звука.

$$f_{sw}^r = \frac{\nu}{2\pi} = f_s \left(1 + \frac{2a}{c_s} \frac{1}{f_0} \frac{df_i}{dt} \right).$$

На рис. 4 проведено сопоставление экспериментально наблюдаемой зависимости $f_{sw}^r(f_s)$ с теоретическим предсказанием. Необходимая для сопоставления величина $\frac{2a}{c_s}$ измерялась независимо и оказалась равной $1.3 \cdot 10^{-5}$ с.

Таким образом, в настоящем сообщении предсказан эффект зависимости времени выдержки сигнала рассеяния в гибридном резонансе от волнового числа рассеивающих флуктуаций, и показана возможность использования этого эффекта для определения пространственного спектра возбужденных в плазме колебаний.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] N o v i k К.М. In: Basic and Advanced Diagnostic Technigues for Fusion Plasmas (Proc. Course and Workshop Int. School of Plasma Physics. Varenna. 1986. V. P. 517.
- [2] В у д н и к о в V.N. Nuclear Fusion. 1991. V. 31. N 4. P. 611.
- [3] Г у с а к о в Е.З., П и л и я А.Д. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 10. С. 63.
- [4] А р х и п е н к о В.И., Б у д н и к о в В.Н., Г у с а к о в Е.З. и др. // Физика плазмы. 1987. Т. 13. В. 6. С. 693.

Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе
РАН, С.-Петербург

Поступило в Редакцию
22 марта 1993 г.