

ИЗМЕРЕНИЕ ДЛИНЫ ВОЛНЫ ПЛАЗМЕННЫХ ФЛУКТУАЦИЙ
МЕТОДОМ КОРРЕЛЯЦИОННОГО УСИЛЕННОГО РАССЕЯНИЯ

В.И. А р х и п е н к о, В.Н. Б у д н и к о в,
Е.З. Г у с а к о в, В.Л. С е л е н и н,
Л.В. С и м о н ч и к

Усиленное рассеяние является эффективным методом исследования мелкомасштабных колебаний как в лабораторной плазме [1, 2], так и в токамаке [3]. Этот метод состоит в зондировании плазмы электромагнитной волной, для которой внутри плазменного объема выполнены условия гибридного резонанса, и регистрации излучения, рассеянного на углы, близкие к 180° . Рост волновых чисел зондирующей и рассеянной волн $k_i(x)$ и $k_s(x)$ в окрестности резонанса делает возможным рассеяние на плазменных флуктуациях с волновым числом q , существенно большим вакуумного $q \gg \frac{2\omega}{c}$, где ω — частота зондирующей волны. При этом процесс рассеяния хорошо локализован в окрестности точки гибридного резонанса, где выполнено условие синхронизма:

$$k_i(x_s) + k_s(x_s) = q. \quad (1)$$

Рост амплитуды зондирующей волны в окрестности гибридного резонанса приводит к существенному увеличению сечения рассеяния, и тем самым позволяет осуществлять зондирование плазмы излучением небольшой мощности и использовать для этого доступные и легко перестраиваемые генераторы.

Вместе с тем метод усиленного рассеяния является интегральным по волновым векторам флуктуаций, что снижает информативность и делает его по существу качественным. В недавних работах [4, 5] нами была предложена время-пролетная модификация этого метода, которая позволяет существенно улучшить разрешение метода по волновым числам. В этой модификации для зондирования плазмы используется СВЧ излучение, модулированное по амплитуде и частоте, что накладывает очень существенные ограничения на амплитудно-частотные характеристики волноводных трактов, используемых в эксперименте, и заставляет отказаться от многих привычных элементов, таких, например, как фильтры.

В настоящем сообщении мы хотим показать возможность изменения спектра флуктуаций плазмы по волновым векторам методом усиленного рассеяния в квазистационарной постановке. Такая возможность связана с зависимостью фазы сигнала усиленного рассеяния от фазы исследуемых колебаний в точке гибридного резонанса.

Покажем это в наиболее простом одномерном случае. Для этого учтем, что сигнал рассеяния связан с амплитудой флуктуаций следующим соотношением:

$$A_{S\omega}(t) = \frac{\omega A_i \omega}{16\pi n_e} \int_{\omega}^2(x) \delta n(x, t) dx, \quad (2)$$

где $|A_i|^2 = S_i$ - плотность потока энергии зондирующей волны, $E_{\omega}(x)$ - электрическое поле зондирующей волны в случае $S_i = 1$, $\delta n(x, t)$ - флуктуации плотности плазмы. Подставляя в (2) $\delta n(x, t)$ в виде суперпозиции гармоник

$$\delta n(x, t) = \int \frac{d\Omega dq}{(2\pi)^2} \delta n_{q\Omega} e^{i\Omega t - iqx}$$

и учитывая, что в окрестности гибридного резонанса x_r зависимость электрического поля от координаты и частоты упрощается $E_{\omega}(x) = x^{1/2}(\omega) W[x - x_r(\omega)]$, получим выражение для амплитуды рассеянного сигнала, явно включающее фазу флуктуаций:

$$A_{S\omega}(t) = \frac{A_i \omega}{16\pi} \int \frac{d\Omega dq}{(2\pi)^2} \frac{\delta n_{q\Omega}}{n_e} e^{-iqx_r(\omega) + i\Omega t} x^2 I(q), \quad (3)$$

где

$$I(q) = \int_{-\infty}^{+\infty} W^2(\zeta) e^{-iq\zeta} d\zeta,$$

$x(\omega)$ - доля микроволновой мощности, подводимой к плазме, поглощающаяся в гибридном резонансе; $W(\zeta)$ - стандартная функция, описывающая трансформацию волны в окрестности гибридного резонанса. В случае плазмы с малым масштабом неоднородности $L \ll \frac{c}{\omega}$ функция $W(\zeta)$ рассчитана в [6].

В случае синусоидальных коротковолновых колебаний $\delta n_{\Omega, q} = \tilde{\delta} n_{\Omega} \delta(q - q_0)$ эта зависимость приобретает вид, который непосредственно позволяет выделить фазу $e^{iqx_r(\omega)}$ и определить длину волны флуктуаций по данным зондирования на двух частотах ω_1 и ω_2 . Действительно, поскольку

$$\begin{aligned} A_{i\omega_1}^* A_{S\omega_1} A_{S\omega_2}^* A_{i\omega_2} &= \\ &= \frac{|A_{i\omega_1}|^2 |A_{i\omega_2}|^2}{(16\pi n_e)^2} |\delta n(t)|^2 |I(q_0)|^2 e^{iq[x_r(\omega_2) - x_r(\omega_1)]} x_1^2 x_2^2, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\exp\left\{iq[x_r(\omega_2) - x_r(\omega_1)]\right\} = \exp\left\{iq \frac{\partial x_r}{\partial \omega} (\omega_2 - \omega_1)\right\}$$

из-за малой длины волны флуктуаций наиболее сильно зависит от частоты ω_2 , выражение (4) при изменении частоты зондирования будет периодической функцией ω_2 . Измерив период этой зависимости $\delta\omega_2$, легко можно определить волновой вектор коротковолновых колебаний

$$q = \frac{2\pi}{\delta\omega_2} \frac{\partial \omega}{\partial x_r}. \quad (5)$$

В более сложном случае стохастических флуктуаций $\delta n_{q,\Omega}$ метод, основанный на использовании зависимости (4) не применим, однако, и при этом усиленное рассеяние волн различных частот позволяет получить информацию о пространственном масштабе флуктуаций. В этом случае спектр $\langle |\delta n_{q,\Omega}|^2 \rangle$ можно найти с помощью взаимной корреляционной функции сигналов $A_{s\omega_1}$ и $A_{s\omega_2}$, имеющей вид

$$\langle A_{i\omega_1}^* A_{s\omega_1}(t) A_{s\omega_2}^*(t+\tau) A_{i\omega_2} \rangle = \alpha_1^2 \alpha_2^2 |A_{i\omega_1}|^2 |A_{i\omega_2}|^2 \times \quad (6)$$

$$\times \int \frac{d\Omega d q}{(32\pi^2)^2} \exp\left\{iq \frac{\partial x_r}{\partial \omega} (\omega_2 - \omega_1) - i\Omega\tau\right\} |I(q)|^2 \frac{\langle |\delta n_{q,\Omega}|^2 \rangle}{n_e}.$$

Как видно из (6), определяя взаимную корреляционную функцию гомодинно протектированных сигналов $A_{s\omega_1}$ и $A_{s\omega_2}$ для различных значений частоты ω_2 и выполняя обратное преобразование Фурье, в принципе, можно определить значение $\langle |\delta n_{q,\Omega}|^2 \rangle |I|^2$.

Поскольку величина $|I(q)|^2$ может быть рассчитана теоретически, это открывает путь для определения искомого спектра случайных флуктуаций $\langle |\delta n_{q,\Omega}|^2 \rangle$. Отметим, что неопределенность значений коэффициентов трансформации α_1 и α_2 может быть устранена, если исследовать взаимную корреляцию нормированных сигналов рассеяния

$$K = \langle a_{s\omega_1}(t) a_{s\omega_2}^*(t+\tau) \rangle,$$

где

$$a_{s\omega}(t) = \frac{A_{s\omega}(t) A_{i\omega}^*}{\sqrt{\langle |A_{s\omega}|^2 \rangle |A_{i\omega}|^2}}. \quad (7)$$

В частном случае квазимонохроматических, распространяющихся флуктуаций

$$\langle |\delta n_{q, \Omega}|^2 \rangle \sim e^{-(\Omega - \Omega_s)^2 T^2} \delta [q - q_s(\Omega)],$$

функция K имеет вид

$$K \sim e^{-\frac{[\tau - \frac{\partial x_r}{\partial \omega} \frac{\partial q_s}{\partial \Omega} (\omega_1 - \omega_2)]^2}{4T^2} \cos\left\{ \Omega_s \tau - q_s(\Omega_s) \frac{\partial x_r}{\partial \omega} (\omega_1 - \omega_2) \right\}}. \quad (8)$$

Описанная корреляционная модификация диагностики усиленного рассеяния была опробована в модельных экспериментах с параметрически возбужденными ионнозвуковыми волнами. Эксперимент выполнен на линейной плазменной установке [2], в которой в баллоне диаметром 2 см, помещенном в магнитное поле $H = 3$ кЭ, в аргоне при давлении 10^{-2} мм рт. ст. формировалась плазма,

неоднородная как радиально, так и аксиально: $n_e = n_{e0} \left(1 - \frac{z}{a} - \frac{r^2}{b^2} \right)$;

$a = 4$ см, $b = 0.4$ см.

В качестве зондирующей использовалась косая ленгмюровская волна, испытывающая в такой плазме резонанс гибридного типа при выполнении условия

$$\omega_{pe}(0, z) = \omega^2, \quad \omega = 2\pi f.$$

Возбуждение зондирующей волны и регистрация рассеянного сигнала проводились с помощью волноводного ввода. Мощность зондирующей волны $P_2 < 1$ мВт, а частота изменялась в интервале $2100 < f_2 < 2500$ МГц. Ионнозвуковые волны возбуждались в плазме параметрически с помощью волны накачки того же типа, но большей мощности $P_1 \approx 70$ мВт. Волна накачки имела частоту $f_1 = 2480$ МГц и представляла собой последовательность 7 импульсов длительностью 5 мкс с периодичностью 12 мкс. Мощность накачки была достаточна для возбуждения в плазме расподной неустойчивости рассеяния назад $Z \rightarrow Z' + S$. Рассеянная волна возвращалась к волноводному вводу и наблюдалась в гомодинно протектированном сигнале вместе с волной накачки (рис. 1, кривая 1) в виде цуга осцилляций на частоте $f_3 = 2$ МГц.

На протектированном сигнале зондирования, пропорциональном $A_s \omega_2 A^* \omega_2$, также появлялся такой всплеск осцилляций, но он был сдвинут во времени (рис. 1, кривая 2). Этот сдвиг связан с распространением ионнозвуковых волн между точками генерации и рассеяния и может быть оценен по формуле

$$\Delta \tau = \frac{2a}{v_g} \frac{f_1 - f_2}{f_1},$$

где $v_g \approx c_s$ — групповая скорость звуковых волн.

(9)

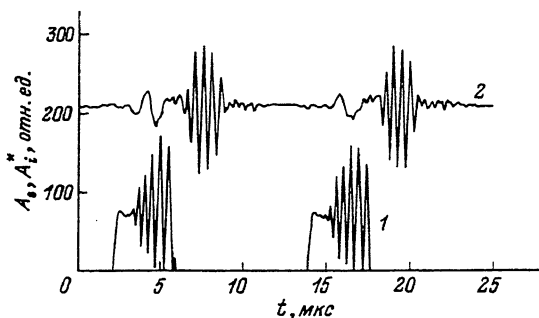


Рис. 1. Сигнал рассеяния, наблюдаемый на гомодинном СВЧ детекторе. Кривая 1 - волна накачки $f_1 = 2480$ МГц, кривая 2 - зондирующая волна $f_2 = 2140$ МГц.

Реализации сигнала рассеяния, аналогичные приведенной на рис. 1, регистрировались для различных значений частоты f_2 , изменявшейся с шагом $\Delta f_2 = 2-5$ МГц в интервале 2150-2480 МГц. После этого путем усреднения по времени была определена взаимная корреляционная функция процесса $K(f_1 - f_2, \tau)$.

Зависимости $K(\tau)$ для трех значений частоты f_2 приведены на рис. 2. Эти зависимости качественно согласуются с теоретически предсказываемой (8). Частота быстрых осцилляций ~ 2 МГц совпадает с частотой возбуждаемых ионнозвуковых волн, а положение максимума взаимной корреляционной функции τ_m , нарастающее при увеличении $f_1 - f_2$, позволяет определить групповую скорость ионнозвуковой волны. Учитывая, что для $f_1 - f_2 = 340$ МГц, $\tau_m \approx 5$ мкс, с помощью (9) легко получить $v_g \approx 2.2 \cdot 10^5$ см/с.

Зависимость $K(f_1 - f_2)$ при фиксированном сдвиге $\tau = 2.5$ мкс изображена на рис. 3. Она также, в соответствии с теоретическим предсказанием (8), является осцилляторной. Отметим, что такой характер зависимости не сглаживается, несмотря на то, что измерение всех точек этой кривой происходило за время $\sim 1-2$ часа, не соизмеримые с характерными ионнозвуковыми временами. Как следует из соотношений (5) и (8), период зависимости δf_2 несет информацию о длине волны флуктуаций. Подставляя в соотношение (4) измеренное значение $\delta f_2 \approx 33$ МГц, легко получить оценку длины ионнозвуковой волны $\lambda_S = \frac{2\pi}{q_S} \approx 0.1$ см. Теперь, зная частоту $f_S = 2$ МГц и длину ионнозвуковой волны, можно оценить ее фазовую скорость $v_{ph} = \frac{\lambda_S}{f_S} \approx 2.1 \cdot 10^5$ см/с. Как видно, полученное значение фазовой скорости близко к выше оцененному значению групповой, как это и должно быть в случае ионнозвуковой волны. Подчеркнем, что расчетное значение $v_S = 2.2 \cdot 10^5$ см/с также близко к определенным выше.

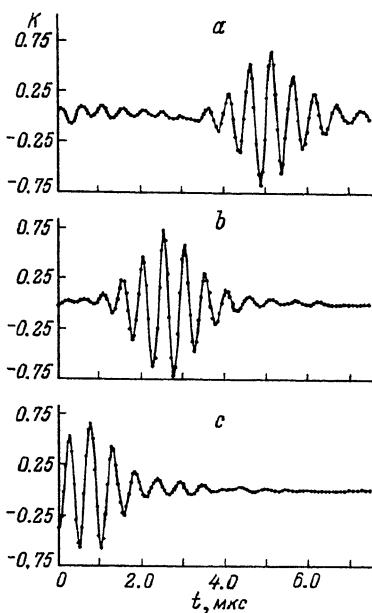


Рис. 2. Зависимость взаимной корреляционной функции K от времени задержки τ : а - $f_1 - f_2 = 340$ МГц, б - $f_1 - f_2 = 170$ МГц, с - $f_1 - f_2 = 20$ МГц.

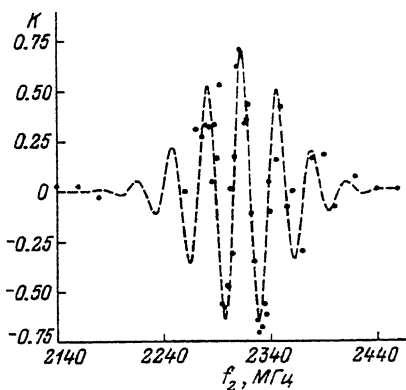


Рис. 3. Зависимость взаимной корреляционной функции K от частоты зондирующей волны f_2 .

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] N o v i k K.M. // Proc. Course and Workshop Intern. School of Plasma Physics. Varenna, 1986. V. 1. P. 517.
- [2] 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. С. 693.
- [3] В у д н и к о в V.N. // Nuclear Fusion. 1991. V. 31. N 4. P. 611.
- [4] Г у с а к о в Е.З., П и л и я А.Д. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. С. 63.
- [5] А р к х и р е н к о V.I., В у д н и к о в V.N., Г у с а к о в Е.З. et al. // Proc. 19th EPS Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics. Innsbruck, 1992. V. 16C. Pt 11. P. 1263.
- [6] П и л и я А.Д. // ЖТФ. 1966. Т. 36. В. 11. С. 2103.

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

Поступило в Редакцию
19 мая 1993 г.