Письма в ЖТФ, том 18, вып. 10 26 мая 1992 г.
01; 04; 09


# О ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОГО СПЕКТРА КОЛЕБАНИЙ ПЛАЗМЫ МЕТОДОМ УСИЛЕННОГО РАССЕЯНИЯ МИКРОВОЛН

Е.З. Гусаков, А.Д. Пилия

Усиленное рассеяние [1] является эффективным методом исследования мелкомасштабных плазменных колебаний. Этот метод заключается в зондировании плазмы электромагнитной волной, для которой внутри плазменного объема выполняется условие верхнего гибридного резонанса, и регистрации излучения, рассеянного на углы, близкие к $180^{\circ}$. Увеличение амплитуды зондирующей и рассеянной волн в окрестности гибридного резонанса приводит к локализации измерений и существенному возрастанию сигнала, в то время как рост их волновых векторов позволяет наблюдать флуктуации с пространственным масштабом, малым по сравнению с их вакуумной длиной волны. Вместе с тем метод усиленного рассеяния является интегральным по волновым векторам флуктуаций $q$, что, конечно, уменьшает его информативность.

В настоящем сообщении мы хотим обратить внимание на возможность улучшить разрешение по $q$ путем использования модулированной волны накачки. Идею такой возможности мы проиллюстрируем на модельной задаче о рассеянии на флуктуациях электронной плотности вида

$$\delta n(\vec{r},t)=e^{i\Omega t}\delta n(x)=e^{i\Omega t}\int_{-\infty}^{+\infty} n(q)e^{-iqx}dq, \qquad (1)$$

где ось $x$ выбрана в направлении неоднородности плазмы. Амплитуда рассеянного сигнала $A_S$ в этом случае определяется выражением [2]

$$A_S=A_i\Gamma\int W^2\left(\frac{x-x_r}{a}\right)\delta n(x)dx, \qquad (2)$$

где $A_i$ – амплитуда зондирующей волны, $\Gamma$ – форм-фактор, определяемый геометрией опыта, $W(\xi)$ – стандартная функция, описывающая $x$-овую компоненту электрического поля необыкновенной волны в окрестности точки $x_r$ верхнего гибридного резонанса. Характерная длина $a$ равна $(\ell\rho^2_{He})^{1/3}$ в случае лабораторной плазмы и $a=\frac{v_{Te}}{c}\ell$ в слабо неоднородной плазме токамака. Здесь

$\ell = \left(\frac{1}{n_e}\frac{dn_e}{dr}\right)^{-1}$ – масштаб неоднородности концентрации, $\rho_{He}$ – электронный циклотронный радиус и $v_{Te}$ – тепловая скорость электронов.

Если для зондирования использовать квазимонохроматическую волну с медленно меняющейся амплитудой $A_i(t)$, то, учитывая, что координата гибридного резонанса зависит от частоты, вместо (2) получаем

$$A_S(t) = \Gamma \int I(q) n(q) A_i\left(t - t_0 - q\frac{\partial x_r}{\partial \omega}\right) dq, \qquad (3)$$

где

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

и $t_0$ – постоянная (не зависящая от $q$) задержка, определяемая временем распространения сигнала вне резонансной зоны. Вид функции $A_S(t)$ теперь зависит от формы пространственного спектра колебаний $n(q)$, следовательно, несет информацию об этом спектре. В принципе, существует бесконечное число способов использования соотношения (3), отличающихся степенью полноты извлечения информации и сложностью практической реализации.

В качестве первого примера рассмотрим зондирование плазмы последовательностью коротких импульсов. В этом случае рассеянный сигнал также будет последовательностью импульсов, форма которых определяется соотношением

$$A_S(t) \sim \left[I(q) n(q)\right]\Big|_{q = \frac{t - t_0}{\partial x_r/\partial \omega}}. \qquad (4)$$

Если считать колебания случайными, так что $\langle n^*(q) n(q')\rangle = (\delta n^2)_q\, \delta(q - q')$, аналогичное выражение получается для мощности $P_S(t)$ рассеянного сигнала

$$P_S(t) \sim \left[\left|I(q)\right|^2 (\delta^2 n)_q\right]\Big|_{q = \frac{t - t_0}{\partial x_r/\partial \omega}}. \qquad (5)$$

Поскольку функция $I(q)$ известна, соотношение (5) позволяет, в принципе, восстановить по длинам измерений спектральную плотность колебаний $(\delta^2 n)_q$. Длительность зондирующего импульса $\tau$ должна, очевидно, удовлетворять условию $\frac{1}{\omega_i} \ll \tau \ll q_0\frac{\partial x_r}{\partial \omega}$, где $\omega_i$ – частота зондирующей волны и $q_0$ – некоторое характерное значение $q$. Учитывая, что $\frac{\partial x_r}{\partial \omega} = 2\frac{\ell\omega_i}{\omega^2_{pe}}$; $l = 10$ см; $\left(\frac{\omega_{He}}{\omega_{pe}}\right)^2 = 3$;

$\frac{qc}{\omega_i} = 4$, найдем $q\frac{\partial x_r}{\partial \omega} \approx 10^{-8}$ с, что позволяет говорить об экспериментальной осуществимости этого способа при $\tau \approx 10^{-9}$ с, $\frac{\omega_i}{2\pi} \simeq 3\text{-}6 \cdot 10^{10}$ $c^{-1}$.

Вторым примером использования соотношения (3) может служить случай частотной модуляции зондирующей волны. При этом

$$A_i(t) = A_0 e^{-i\psi(t)},$$

где $A_0 = const$ , а $\psi$ – некоторая периодическая функция времени. Предположим для определенности, что изменение частоты $\omega_i(t) = \omega_0 + \frac{d\psi}{dt}$ носит пилообразный характер, то есть $\omega_i$ изменяется по линейному закону в течение интервала времени $T$, а затем мгновенно возвращается к своему исходному значению. Тогда, если период $T$ и амплитуда модуляции частоты $\Delta\omega$ удовлетворяют условию

$$\Delta\omega q_0 \left|\frac{dx_r}{d\omega}\right| \gg 1, \tag{6}$$

то спектр сигнала $A_S(t)A_i^*(t)$ , формируемого при гомодинном детектировании сигнала рассеяния, будет квазинепрерывным со спектральной плотностью

$$P_S(\nu) \sim |I(q)|^3 (\delta r^3)_q \Big|_{q = \frac{(\Omega-\nu)T}{\partial x/\partial\omega \, \Delta\omega}}. \tag{7}$$

Наблюдаемая при этом частота сигнала $A_S(t)A_I^*(t) - \nu$ связана с частотой флуктуаций соотношением

$$\nu = \Omega - q\frac{dx_r}{d\omega}\frac{\Delta\omega}{T} \equiv \Omega - q v_r, \tag{8}$$

напоминающим выражение для преобразования частоты за счет эффекта Допплера. В этом соотношении роль скорости источника выполняет скорость перемещения точки гибридного резонанса при изменении частоты.

В реальной ситуации флуктуации, в отличие от предположения (1), не являются монохроматическими. Если характерная ширина их частотного спектра равна $\Delta\Omega$, а пространственного – $\Delta q$ , то для анализа последнего необходимо, согласно (7), выполнение условия

$$\Delta\nu = \Delta q\left|\frac{dx_r}{d\omega}\right|\frac{\Delta\omega}{T} \gg \Delta\Omega, \tag{9}$$

которое ограничивает скорость модуляции частоты снизу.

Как видно из неравенства (9), данная модификация метода усиленного рассеяния удобна для анализа узких, квазимонохроматических спектров колебаний плазмы, обладающих широким спектром замедлений. Такого рода спектры характерны для нижнегибридных волн в экспериментах по ВЧ нагреву и генерации токов увлечения.

Полагая в приведенном выше численном примере $\Delta q \sim q$ и считая $\frac{\Delta\omega}{2\pi} = 10^9$ с$^{-1}$, $T = 10^{-6}$ с, получим для ширины спектра (7) значение $\frac{\Delta\Omega}{2\pi} \approx 10^6$ с$^{-1}$, типичное для экспериментов по нижнегибридному нагреву плазмы.

## Список литературы


[1] N o v i k K.M. // Proc. Course and Workshop Int. Schol of Plasma Physics, Verenna. 1981. V. 1. P. 517

[2] П и л и я А.Д. // ЖТФ, 1966. Т. 36. В. 11.



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



Поступило в Редакцию
24 апреля 1992 г.