

04;07;12

О НОВЫХ ВОЗМОЖНОСТЯХ ДИАГНОСТИКИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ ПЛАЗМЕННОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПО СПЕКТРАЛЬНЫМ ЛИНИЯМ ВОДОРОДА

© В.П.Гавриленко

В 1967 г. Е.В. Лифшиц [1] предложила новый принцип диагностики электрического поля $E_L(t)$ высокочастотной плазменной турбулентности, основанный на анализе модификации эмиссионного спектра атомов водорода в поле $E_L(t)$. В [1] был рассмотрен случай, когда одномерное поле $E_L(t)$ представляет собой суперпозицию большого числа колебаний на фиксированной частоте ω_0 , имеющих случайные фазы. Было получено, что каждая штарковская спектральная компонента расщепляется на большое количество сателлитов, причем суммарный спектр таких сателлитов дается формулой

$$S(\Delta\omega) = \exp(-\kappa) \sum_{p=-\infty}^{+\infty} I_p(\kappa) \delta(\Delta\omega - p\omega_0), \quad \kappa \equiv \left(\gamma \langle E_L^2 \rangle^{1/2} / \omega_0 \right)^2, \quad (1)$$

где $I_p(\kappa)$ — функция Бесселя, γ — штарковская постоянная, а $\langle E_L^2 \rangle^{1/2}$ — среднеквадратичная напряженность поля $E_L(t)$. Используя (1), турбулентное поле $E_L(t)$ можно измерять, например, по профилю огибающей сателлитов. Этот профиль в многосателлитном режиме $\kappa \gg 1$ является гауссовским:

$$S_0(\Delta\omega) = \exp \left[-\Delta\omega^2 / (2\gamma^2 \langle E_L^2 \rangle) \right]. \quad (2)$$

В то же время для турбулентной плазмы типичной является ситуация, когда электрическое поле $E(t)$ плазменной турбулентности является суперпозицией большого числа независимых колебаний со случайными фазами φ_k и различающимися частотами ω_k :

$$E(t) = \sum_{k=1}^N \mathbf{E}_k \cos(\omega_k t + \varphi_k), \quad N \rightarrow \infty. \quad (3)$$

В настоящей работе исследовано влияние поля (3) на эмиссионный спектр водорода. Как и в [1], мы предполагаем

ем, что векторы \mathbf{E}_k в (3) параллельны друг другу и, таким образом, поле $\mathbf{E}(t)$ (3) является одномерным. В силу центральной предельной теоремы (см., например, [2]) поле $\mathbf{E}(t)$ представляет собой гауссовский случайный процесс. С учетом этого в настоящей работе рассматривается модификация спектра излучения атомов водорода под влиянием электрического поля $\mathbf{E}(t)$, представляющего собой стационарный гауссовский случайный процесс с нулевым средним $\{\mathbf{E}(t)\}_{av} = 0$ и имеющего функцию корреляции

$$\{\mathbf{E}(t)\mathbf{E}(t+\tau)\}_{av} = BG(\tau). \quad (4)$$

Здесь $\{\dots\}_{av}$ означает операцию усреднения, $G(\tau)$ — коэффициент корреляции, а $B = \{\mathbf{E}^2\}_{av}$ — средний квадрат поля $\mathbf{E}(t)$.

Расчет спектра излучения $S(\Delta\omega)$ атома водорода в "гауссовском" поле $\mathbf{E}(t)$ при переходе между уровнями a и b приводит к результату:

$$S(\Delta\omega) = \frac{1}{\pi} \sum_{\alpha \in a, \beta \in b} \operatorname{Re} \int_0^{\infty} \exp(-i\Delta\omega\tau) \Phi_{\alpha\beta}(\tau) d\tau,$$

$$\Phi_{\alpha\beta}(\tau) = \exp[i(\varepsilon_a - \varepsilon_b)\tau] \left| \langle \varphi_\alpha | \operatorname{re} | \varphi_\beta \rangle \right|^2 P_{\alpha\beta}(\tau),$$

$$P_{\alpha\beta}(\tau) = \exp\left[-\gamma_{\alpha\beta}^2 B \int_0^\tau (\tau - t) G(t) dt\right], \quad \tau \geq 0. \quad (5)$$

В (5) ε_a и ε_b — энергии уровней a и b , φ_α и φ_β — волновые функции атома водорода в параболических координатах с осью z вдоль поля $\mathbf{E}(t)$, e — единичный вектор поляризации испускаемых фотонов, а $\gamma_{\alpha\beta}$ — штарковская постоянная: $\gamma_{\alpha\beta} \equiv \langle \varphi_\alpha | z | \varphi_\alpha \rangle - \langle \varphi_\beta | z | \varphi_\beta \rangle$. В (5) и далее, используются атомные единицы $\hbar = m_e e = 1$.

Исследуем спектр (5) для случая, когда коэффициент корреляции имеет вид

$$G(\tau) = \exp(-\nu|\tau|) \cos(\omega_0\tau). \quad (6)$$

Здесь ω_0 — несущая частота поля $\mathbf{E}(t)$, а ν характеризует ширину спектра поля $\mathbf{E}(t)$. Подставляя (6) в (5), получаем

$$P_{\alpha\beta}(\tau) = \exp\left\{-\gamma_{\alpha\beta}^2 B \left\{ \left[(\nu^2 - \omega_0^2) \cos(\omega_0\tau) - 2\nu\omega_0 \sin(\omega_0\tau) \right] \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \exp(-\nu\tau) + \nu\tau(\omega_0^2 + \nu^2) + (\omega_0^2 - \nu^2) \right\} (\omega_0^2 - \nu^2)^{-2} \right\}. \quad (7)$$

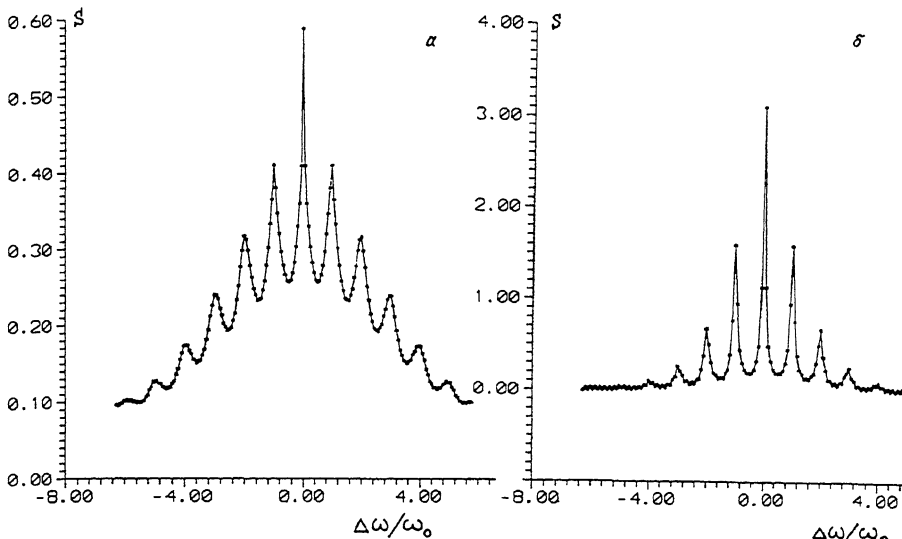


Рис. 1. Профиль спектральной линии H_β атома водорода в стохастическом осциллирующем электрическом поле $E(t)$, представляющем стационарный гауссовский случайный процесс с нулевым средним и функцией корреляции, задаваемой формулами (4), (6). Параметры поля $E(t)$: $B^{1/2} = 6$ кВ/см, $\omega_0 = 1.88 \cdot 10^{11}$ с $^{-1}$, $\nu/\omega_0 = 0.02$. a — поляризация излучения параллельна вектору $E(t)$, b — поляризация излучения перпендикулярна вектору $E(t)$.

Проанализируем формулу (7). В случае $\nu/\omega_0 \rightarrow 0$ из (7) нетрудно получить результат Лифшиц [1]:

$$P_{\alpha\beta}(\tau) = \exp\left\{-\left(\gamma_{\alpha\beta}^2 B/\omega_0^2\right) [1 - \cos(\omega_0\tau)]\right\},$$

который приводит к спектру (1). Рассмотрим теперь, что происходит со спектром Лифшиц при увеличении ν/ω_0 . Используя (7), можно найти, что при $\nu/\omega_0 \ll 1$ каждый спутник в спектре (1), за исключением нескольких спутников вблизи $\Delta\omega = 0$, имеет лоренцевский профиль с полушириной $\Delta_{1/2} = 4\nu\gamma_{\alpha\beta}^2 B/\omega_0^2$. В случае $\Delta_{1/2} > \omega_0$ профили отдельных спутников перекрываются и результирующий профиль описывается гауссовской функцией $S_g(\Delta\omega) = \exp[-\Delta\omega^2/(2\gamma_{\alpha\beta}^2 B)]$, совпадающей с $S_0(\Delta\omega)$ (2) при замене $\gamma_{\alpha\beta} \rightarrow \gamma$. Пусть теперь выполняются одновременно следующие условия:

$$\nu/\omega_0 \gtrsim 1, \quad \gamma_{\alpha\beta}^2 B/\omega_0^2 \gg 1, \quad \gamma_{\alpha\beta}^2 B/\nu^2 \gg 1. \quad (8)$$

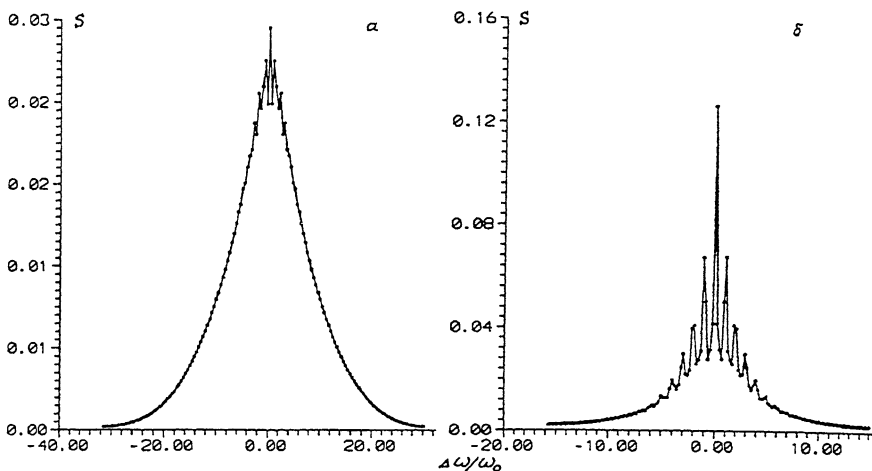


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но для линии H_δ .

При выполнении (8) профиль спектральной компоненты также описывается гауссовской функцией $S_g(\Delta\omega)$. Отметим, что в низкочастотном пределе ($\omega_0 \rightarrow 0$) этот результат был получен в [3]. Из (7) получается также простой результат, если вместо (8) выполняется условие

$$\gamma_{\alpha\beta}^2 B / (\omega_0^2 + \nu^2) \ll 1. \quad (9)$$

В этом случае профиль спектральной компоненты является лоренцевским с полушириной $2\gamma_{\alpha\beta}^2 B\nu / (\omega_0^2 + \nu)$, т.е. происходит сужение профиля по сравнению с профилем, соответствующим выполнению условия (8).

На рис. 1, 2 показаны в качестве примера спектры линий H_β , H_δ с поляризацией вдоль поля $\mathbf{E}(t)$ (рис. 1, а, 2, а) и ортогонально полю $\mathbf{E}(t)$ (рис. 1, б, 2, б). Пусть величины γ_1 и γ_2 обозначают средние штарковские постоянные для спектра излучения водорода соответственно с поляризацией вдоль поля $\mathbf{E}(t)$ и ортогонально полю $\mathbf{E}(t)$. Для линии H_β сателлиты видны для обеих поляризаций, хотя в силу условия $\gamma_2 < \gamma_1$ полуширина сателлитов на рис. 1, а больше, чем на рис. 1, б. Для линии H_δ сателлиты отчетливо видны лишь для поляризации излучения, ортогональной полю $\mathbf{E}(t)$ (рис. 2, б). Исчезновение большинства сателлитов на рис. 2, а (за исключением нескольких сателлитов вблизи центра линии H_δ) объясняется тем, что формально вычи-

сленные полуширины таких сателлитов превышают расстояние между ними ω_0 .

Результаты настоящей работы открывают возможность одновременного измерения среднеквадратичной напряженности $B^{1/2}$ и ширины спектра ν турбулентного электрического поля $E(t)$ в плазме. Для этого целесообразно регистрировать профиль водородной спектральной линии с двумя поляризациями: вдоль поля $E(t)$ (профиль $S_1(\Delta\omega)$) и ортогонально полю $E(t)$ (профиль $S_2(\Delta\omega)$). Профили $S_1(\Delta\omega)$ и $S_2(\Delta\omega)$ отличаются друг от друга не только по полуширине, но и по своему качественному характеру (как видно, к примеру, на рис. 1, 2), что связано с различием их средних штарковских постоянных γ . Предположим, несущая частота ω_0 известна заранее либо найдена, например, по расстоянию между сателлитами на профиле спектральной линии. Тогда величины $B^{1/2}$ и ν можно определить путем сравнения экспериментальных профилей $S_1(\Delta\omega)$ и $S_2(\Delta\omega)$ с набором теоретических профилей, рассчитанных по формулам (5), (7) для различных значений B и ν .

Отметим в заключение, что результаты работы могут использоваться также в нелинейной оптике, например при изучении комбинационного рассеяния мощного многомодового лазерного излучения в газах.

Список литературы

- [1] Лифшиц Е.В. // ЖЭТФ. 1967. Т. 53. В. 3. С. 943–952.
- [2] Рытов С.М. Введение в статистическую радиофизику. М.: Наука, 1966. 404 с.
- [3] Шолин Г.В., Окс Е.А. // ДАН СССР. Физика. 1973. Т. 209. № 6. С. 1318–1321.

Научно-исследовательский центр
по изучению свойств поверхности
и вакуума Госстандарта России
Москва

Поступило в Редакцию
19 июня 1996 г.