УДК 537.538

А.С.МУСТАФАЕВ, А.П.МЕЗЕНЦЕВ,
В.Л.ФЕДОРОВ
Санкт-Петербургский государственный
горный институт (технический уни верситет)

ЗОНДОВАЯ ДИАГНОСТИКА УГЛОВОЙ СТРУКТУРЫ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В АНИЗОТРОПНОЙ ПЛАЗМЕ

Создан метод реконструкции полной функции распределения электронов и ее угловых компонент в плазме с произвольной степенью анизотропии. Метод основан на измерении второй производной зондового тока плоского одностороннего зонда по потенциалу при различной его ориентации относительно оси симметрии плазмы. Определены оптимальные углы ориентации зонда для реконструкции угловых компонент функции распределения электронов заданного ранга. На примере модельного эксперимента продемонстрирована работоспособность метода в плазме с произвольной степенью анизотропии.

A method of reconstructing the total electron velocity distribution function and its angle components in an plasma with an arbitrary degree of anisotropy is created. The method is based on measurement of the second derivative of the probe current with respect to the potential for different orientations of a flat one-side probe relative to the symmetry axis of the plasma. The optimum angles of orientation of the probe are determined, and an estimate is made of the number of probe orientations necessary for recovering the angle components of the electron velocity distribution of a specified rank. The workability of the proposed method of determining the electron velocity distribution in a plasma with an arbitrary degree of anisotropy is demonstrated for a model experiment.

Ни один из известных методов диагностики плазмы не позволяет определять анизотропную функцию распределения электронов (ФРЭ) и ее важнейшие угловые гармоники. Показано, что традиционный зондовый метод применим лишь для измерения изотропных функций распределения электронов. Приведен математический аппарат метода плоского одностороннего зонда, предназначенного для диагностики плазмы с произвольной степенью анизотропии. Метод позволяет реконструировать угловые гармоники распределения и полную ФРЭ.

Метод реконструкции f_j. Величина электронного тока на зонд из плазмы в предположении, что все электроны, преодолевшие потенциальный барьер зонда, поглощаются им и что отсутствует вторичная эмиссия с его поверхности,

$$I = qS\int v_n f(\vec{v})d\vec{v} = \\ = \frac{2qS}{m^2}\int_0^{2\pi} d\varphi' \int_{qU}^{\infty} \varepsilon d\varepsilon \int_0^{\theta_{\max}} f(\varepsilon,\theta',\varphi')\cos\theta'\sin\theta' d\theta', \quad (1)$$

где v_n – нормальная к поверхности зонда составляющая вектора скорости электрона $\vec{v}$, $v_n = v\cos\theta' \ge v_{\min} = (2qU/m)^{1/2}$; U – отрицательный относительно плазмы потенциал зонда; ε – кинетическая энергия, $\varepsilon = mv^2/2$; φ', θ' – соответственно азимутальный и полярный углы вектора $\vec{v}$ в сферической системе координат, полярная ось которой совпадает с нормалью к непроводящей поверхности плоского зонда.

Дифференцируя уравнение (1) дважды по потенциалу U и переходя к лабораторной системе координат, получаем

$$I''_U(qU,\alpha) = \frac{2\pi q^3 S}{m^2} \times \\ \times\left[f(qU,\alpha) - \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} d\varphi' \int_{qU}^{\infty} \frac{\partial}{\partial(qU)} f(\varepsilon,\theta^*)d\varepsilon \right], \quad (2)$$

где $\cos\theta^* = \sqrt{qU/\varepsilon}\cos\alpha + \sqrt{1-(qU/\varepsilon)}\sin\alpha\cos\varphi'$; α – угол между нормалью к непроводящей

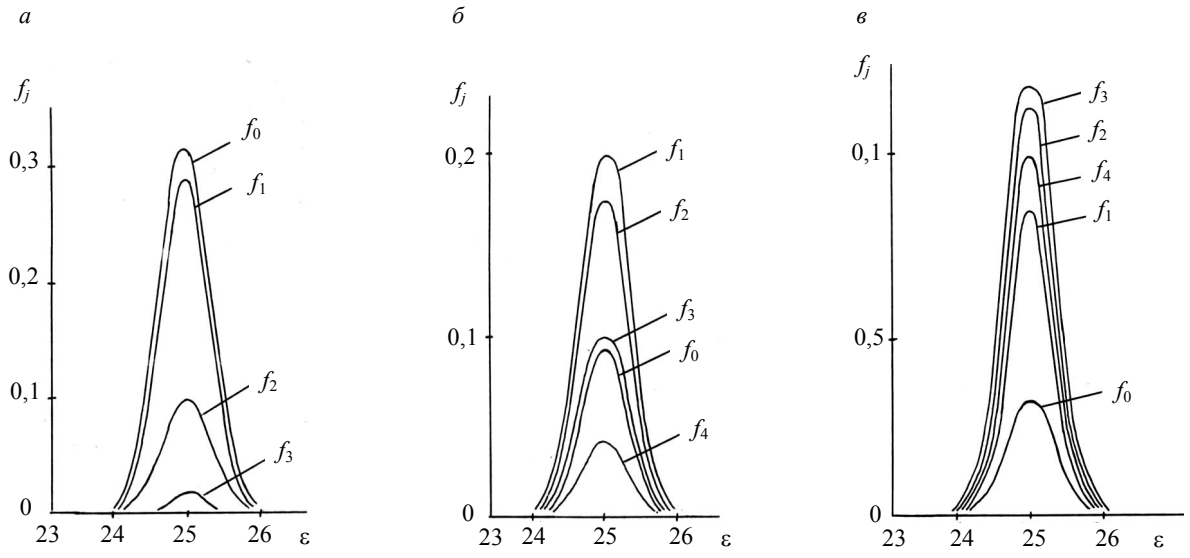


Рис.1. Лежандровы компоненты модельной ФРЭ для различных степеней анизотропии β:
а – 1, 0; *б* – 0,3; *в* – 0,1; ε_0 = 25 эВ; T_e = 1 эВ; γ = 0,5. Значения приведены в относительных единицах

поверхности зонда и осью разряда; S – площадь поверхности зонда.

Представим $f(\varepsilon, \theta)$ и $I''_U(qU, \alpha)$ в виде разложения в ряды по полиномам Лежандра $P_j(\cos\theta)$:

$$f(\varepsilon, \theta) = \sum_{j=0}^{\infty} f_j(\varepsilon) P_j(\cos\theta), \qquad (3)$$

$$I''_U(qU, \alpha) = \frac{2\pi q^3 S}{m^2} \sum_{j=0}^{\infty} F_j(qU) P_j(\cos\alpha). \quad (4)$$

После подстановки выражений (3) и (4) в (2) получаем

$$f_j(qU) = F_j(qU) + \int_{qU}^{\infty} f_j(\varepsilon) \frac{\partial}{\partial(qU)} P_j\left(\sqrt{\frac{qU}{\varepsilon}}\right) d\varepsilon. \quad (5)$$

Выражение (5) представляет интегральное уравнение Вольтерра II рода. Используя его резольвенту, разрешим (5) относительно f_j:

$$f_j(qU) = \frac{(2j+1)m^2}{4\pi q^3 S} \times$$

$$\times \int_{-1}^{1} \left[I''_U(qU, x) + \int_{qU}^{\infty} I''_U(\varepsilon, x) R_j(qU, \varepsilon) d\varepsilon \right] P_j(x) dx. \quad (6)$$

Таким образом, метод плоского одностороннего зонда заключается в измерении дискретного числа значений $I''_U(qU, \alpha)$ и последующем расчете по выражениям (3), (6) угловых гармоник f_j и полной функции распределения электронов [2].

Приведена оптимальная методика, позволяющая минимизировать ошибки при вычислении интегралов (6) и определять погрешность метода.

Для изучения влияния степени анизотропии ФРЭ на вид I''_U, а также возможности восстановления полной ФРЭ проведен численный модельный эксперимент [1]. Рассмотрена функция распределения, описывающая пучок быстрых электронов в максвелловской плазме. Рассчитаны значения $I''_U(qU, \alpha)$ и показано, что анизотропия пучковых электронов приводит к появлению отрицательных значений I''_U в области энергий, меньших энергии пучка. Подробно рассмотрен вопрос о соотношении площадей под положительной S_+ и отрицательной S_- частями кривой $I''_U(U)$ в зависимости от степени анизотропии распределения электронов. Даны рекомендации для проведения экспресс-анализа степени анизотропии ФРЭ в плазме по внешнему виду кривых $I''_U(qU, \alpha)$. Выполнены систематические расчеты и приведены графики функций

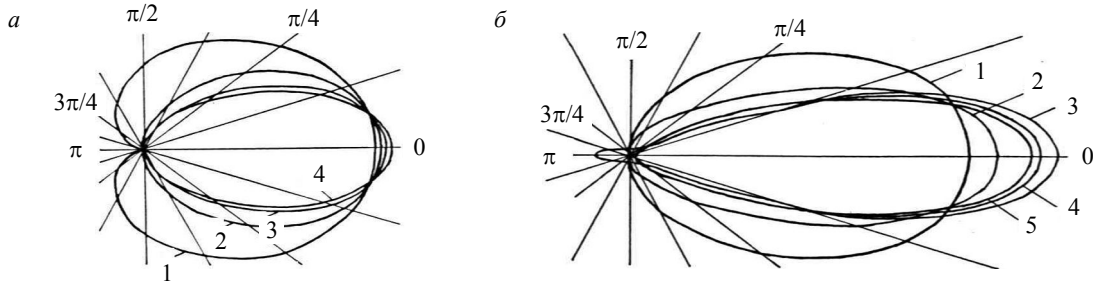


Рис.2. Угловая структура полной ФРЭ, рассчитанная для разного числа ориентаций зонда N при степенях анизотропии β: *а* – β = 0,3; N: 1 – 2; 2 – 3; 3 – 4; 4 – точная ФРЭ; *б* – β = 0,1; N: 1 – 3, 2 – 5; 3 – 7; 4 – 9; 5 – точная ФРЭ

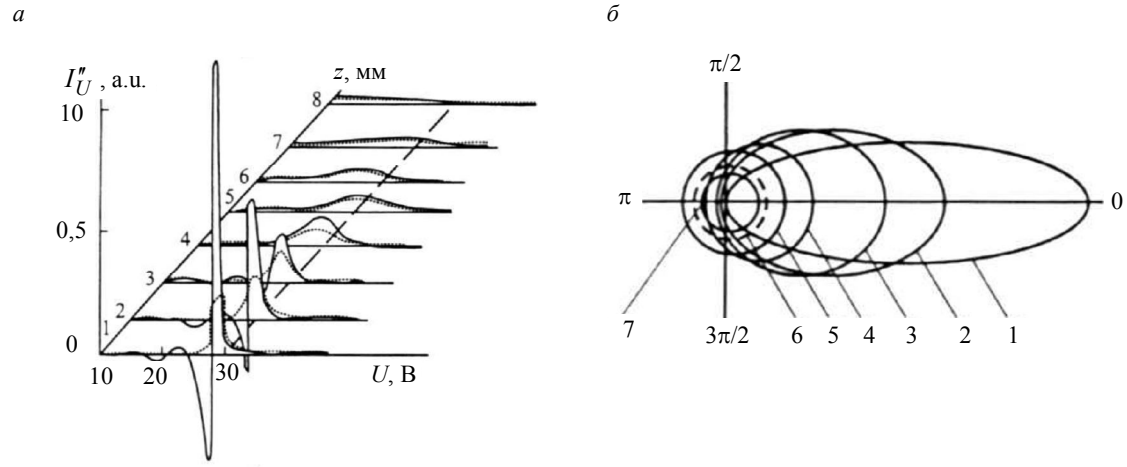


Рис.3. Пространственные зависимости I''_U (*а*) и угловая структура функции распределения электронов пучка (*б*) в столкновительной плазме низковольтного пучкового разряда при критическом разрядном токе. p_{He} = 2 Тор; d = 1,2 см; l_0 = 0,25 см; T_c = 0,1 эВ; j_s = 0,8 А·см$^{-2}$; U_a = 29 В; z, мм: 1 – 1; 2 – 2; 3 – 3; 4 – 4; 5 – 6; 6 – 6; 7 – 8

$f_j(\varepsilon)$ для различных степеней анизотропии пучка (рис.1). Показано, что по мере усиления анизотропии наибольшее значение имеют лежандровы компоненты все более высокого порядка.

Метод реконструкции полной ФРЭ для ограниченного числа ориентаций зонда N при измерении величины I''_U. Результаты численного анализа угловой структуры функции распределения электронов приведены на рис.2. Видно, что с увеличением N расчетные кривые быстро приближаются к точным. Исследовано влияние погрешностей эксперимента на устойчивость и точность вычисления $f(\varepsilon, \theta)$.

В качестве модели анизотропной плазмы с объемной ионизацией исследован низковольтный пучковый разряд в гелии [4]. В кнудсеновском режиме впервые обнаружена релаксация распределения по направлениям импульса за счет рассеяния электронов на плазменных колебаниях, генерируемых пучком, определено сечение процесса электрон-плазменного «взаимодействия» σ_{e-pl}.

Впервые получен критерий пороговой энергетической релаксации анизотропной функции распределения на волнах. Показано, что в широком диапазоне условий плазменно-пучковый механизм доминирует, если разрядный промежуток превышает пять длин волн ленгмюровских колебаний, генерируемых пучком.

В столкновительной плазме ФРЭ слабо анизотропна. По этой причине при теоретическом рассмотрении релаксации пучка в таких условиях до сих пор пренебрегали

эффектом возбуждения волн. Впервые измерена релаксация слабо анизотропного пучка электронов путем возбуждения ленгмюровских волн. Экспериментально показано, что, несмотря на сравнительно слабую анизотропию пучка, при достижении критического тока разряда происходит смена столкновительного механизма энергетической релаксации на плазменно-пучковый.

Динамика пространственной релаксации пучка электронов существенно зависит от плотности разрядного тока. На рис.3, *а*, *б* представлены аксиальные зависимости I''_U и угловая структура функции распределения электронов пучка для плотности тока $j_s \approx 0{,}8$ А/см^2.

Выполненные в СПГГИ (ТУ) фундаментальные исследования легли в основу создания новой методологии диагностики анизотропной плазмы и нашли практи

анизотропной плазмы и нашли практическое приложение в плазменной энергетике и в новых разработках по охране окружающей среды [3].

ЛИТЕРАТУРА

1. *Мустафаев А.С.* Метод плоского одностороннего зонда для диагностики анизотропной плазмы / А.С.Мустафаев, В.Ф.Лапшин // ЖТФ. 1989. Т.59. № 2. С.35-45.

2. *Мустафаев А.С.* Динамика электронных пучков в плазме // ЖТФ. 2001. Т.71. № 4. С.111-121.

3. *Мустафаев А.С.* Методы диагностики анизотропной плазмы в термоэмиссионных приборах электроэнергетики / Автореф. … докт. физ.-мат. наук. Обнинск: ОНТИ ФЭИ, 2003. 63 с.

4. *Mustafaev A.S.* Probe investigations of anisotropic EVDF in plasma / A.S.Mustafaev, A.P.Mezentsev, V.L.Fedorov. NY.:NATO ASI. Series B: Phys., 1998. V.367. P.531-545.