

01;04
©1995

МЕХАНИЗМ ФОРМИРОВАНИЯ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ПЛАЗМЕННОМ УСКОРИТЕЛЕ С ЗАМКНУТЫМ ДРЕЙФОМ ЭЛЕКТРОНОВ

*В.И.Баранов, А.И.Васин, Ю.С.Назаренко,
В.А.Петросов, Ю.М.Яшнов*

В результате экспериментальных исследований установлено, что функция распределения электронов (ФРЭ) по энергиям (ϵ) в плазменном ускорителе с замкнутым дрейфом электронов (УЗД) имеет сложный вид и состоит в общем случае из трех участков: максвелловского горба медленных электронов с $\epsilon < 10$ эВ, участка плато и небольшого второго горба быстрых электронов с $\epsilon = 40-60$ эВ [1]. Параллельно с этими исследованиями предпринимались попытки дать объяснение столь необычному виду ФРЭ, причем основной упор делался на пристеночные процессы в разрядной камере УЗД (так называемая "пристеночная проводимость" [2]).

В настоящей работе предлагается принципиально другой механизм формирования ФРЭ в УЗД, в основе которого лежит рассмотрение динамики электронов в скрещенных электрическом E и магнитном B полях.

Задача решается в три этапа: 1) находим функцию распределения в $E \perp B$ полях для электронов, имеющих одинаковые начальные скорости перекрест B ; 2) учитываем разброс начальных скоростей; 3) принимаем во внимание влияние плазменных процессов.

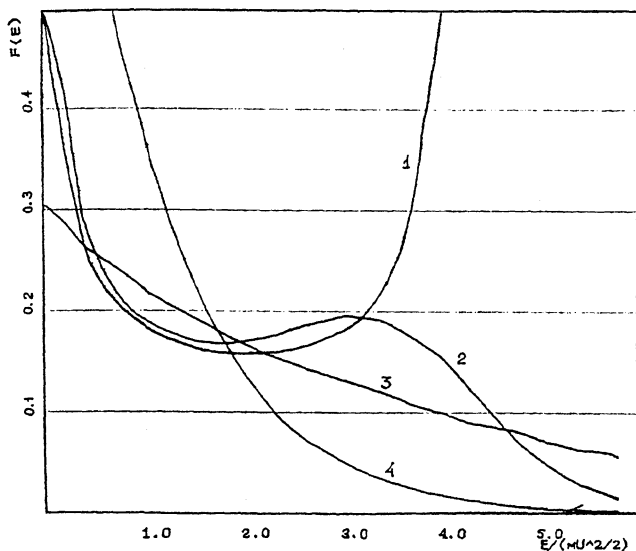
1. Применительно к УЗД рассмотрим движение электронов в цилиндрических координатах (r, z, φ) , предполагая их замагниченными. Определим вид ФРЭ в постоянных $E_z \perp B_r$ полях при условии, что начальные скорости электронов $(V_{z0}, V_{\varphi0})$ равны.

Для удобства проведем вычисления в фазовом пространстве, но не в координатно-импульсном, а в энергетическом, где координатой является кинетическая энергия электрона ϵ_{\perp} . Тогда теорема Лиувилля в стационарном случае дает

$$\frac{\partial(f\dot{\epsilon}_{\perp})}{\partial\epsilon_{\perp}} = 0 \quad \text{или} \quad \dot{\epsilon}_{\perp} \frac{df}{d\dot{\epsilon}_{\perp}} + f = 0,$$

откуда находим общий вид ФРЭ

$$f = \frac{\text{const}}{\dot{\epsilon}_{\perp}}. \quad (1)$$



Характерный вид ФРЭ. 1 — $T = 0$, 2 — $T/(mU^2/2) = 0.1$, 3 — $T/(mU^2/2) = 1$, 4 — максвелловская ФРЭ при $T/(mU^2/2) = 1$.

Легко убедиться, что кинетическая энергия электрона в рассматриваемом случае будет определяться зависимостью [3]

$$\varepsilon_{\perp} = \frac{m}{2} (V_0^2 + U^2 + 2V_0U \cos \Omega t), \quad (2)$$

где $V_0 = \sqrt{V_{z0}^2 + (U - V_{\varphi 0})^2}$, $U = cE_z/B_r$, Ω — ларморовская частота, m — масса, c — скорость света.

Дифференцированием (2) по t находим величину $\dot{\varepsilon}_{\perp}$, затем выражаем ее как функцию от ε_{\perp} , исключая t в явном виде, и в итоге с учетом нормировки получаем из (1) следующую ФРЭ

$$f(\varepsilon_{\perp}) = \frac{1}{\pi(\varepsilon_{\perp} - \varepsilon_1)^{1/2}(\varepsilon_2 - \varepsilon_{\perp})^{1/2}}, \quad (3)$$

где $\varepsilon_1 = mU^2(1 - V_0/U)^2/2$, $\varepsilon_2 = mU^2(1 + V_0/U)^2/2$. Функция $f(\varepsilon_{\perp})$ (см. рисунок, кривая 1) отлична от нуля при $\varepsilon_1 < \varepsilon < \varepsilon_2$ и имеет два максимума [$f(\varepsilon_{\perp}) \Rightarrow \infty$] в точках $\varepsilon_{\perp} = \varepsilon_1$, $\varepsilon_{\perp} = \varepsilon_2$.

Полученное выражение для ФРЭ допускает ясную физическую интерпретацию: энергия электрона в рассмотренной задаче изменяется только полем E_z , а его движение в направлении поля финитно, т. е. имеются две точки поворота ($V_z = 0$), в которых время нахождения электрона будет наибольшим, что и приводит к максимумам на функции распределения.

2. В отличие от предыдущего пункта предположим, что электроны имеют какую-то начальную ФРЭ $f_0(V_{z0}, V_{\varphi 0})$. Тогда после попадания в скрещенные $E \perp B$ поля их функция распределения $F(\varepsilon_{\perp})$ становится следующей:

$$F(\varepsilon_{\perp}) = \iint f_0(V_{\varphi 0}, V_{z0}) f(\varepsilon_{\perp}) dV_{\varphi 0} dV_{z0}, \quad (4)$$

где $f(\varepsilon_{\perp})$ из (3).

Применительно к УЗД считаем, что средняя энергия электронов ε_0 (или их температура T), поступающих в область $E \perp B$ полей с катода, невелика, $\varepsilon_0 < mU^2/2$, а их ФРЭ $f_0(V_{z0}, V_{\varphi 0})$ — максвелловская. Тогда, интегрируя численно (4), получим характерный вид ФРЭ, изображенный на рисунке (кривая 2), который аналогичен экспериментальному.

Отметим, что увеличение начального разброса по скоростям приводит к резкому уменьшению высоты второго горба, а при $\varepsilon_0 \sim mU^2/2$ к его исчезновению, причем ФРЭ в этом случае спадает почти линейно (см. рисунок, кривая 3), что также соответствует экспериментальным измерениям. При увеличении температуры ($T \gg mU^2/2$) особенности ФРЭ, связанные с дрейфом, постепенно исчезают, и она стремится к максвелловскому виду.

3. Наличие положительной производной у второго горба в ФРЭ будет причиной возбуждения высокочастотных колебаний в плазме, которые привели бы к его исчезновению. Так происходило бы, если времена релаксации, равные для замагниченной плазмы Ω^{-1} [4], были бы меньше времени формирования ФРЭ, а оно имеет тот же порядок. Следовательно, горб быстрых электронов в результате плазменных релаксаций полностью не исчезает, а его форма будет определяться динамикой указанных процессов.

Таким образом, для замагниченной плазмы:

— показано, что ФРЭ в скрещенных электрическом и магнитном полях значительно отличается от максвелловской, — она может спадать существенно медленнее (неэкспоненциально) и даже иметь участок с положительной производной (второй горб);

— предложенный механизм формирования ФРЭ позволяет не только качественно, но и количественно объяснить ее вид в УЗД без учета пристеночных процессов;

— полученные результаты сохраняют силу при замене поля E любым другим потенциальным полем.

Список литературы

- [1] Бугрова А.И., Десятков А.В., Морозов А.И. Физика плазмы. 1992. Т. 18. В. 8. С. 963–976.
- [2] Бугрова А.И., Морозов А.И. // Ионные инжекторы и плазменные ускорители. М.: Энергоатомиздат, 1990. С. 42–55.
- [3] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Наука, 1974.
- [4] Михайловский А.Б. Теория плазменных неустойчивостей. М.: Госатомиздат, 1975.

Поступило в Редакцию
28 сентября 1995г.
