

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ЛОКАЛИЗАЦИЯ ИНТЕНСИВНЫХ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ПОЛЕЙ В ПЛАЗМЕ, ПАРАМЕТРИЧЕСКИ НЕУСТОЙЧИВОЙ В ОБЛАСТИ НИЖНЕГИБРИДНОГО РЕЗОНАНСА

С.Н.Грозов, Л.Л.Пасечник, В.Ф.Семенов

С помощью пробного электронного пучка в замагниченной плазме на нелинейной стадии модуляционной неустойчивости электронных плазменных волн с дисперсией $\omega = \omega_{pe} \frac{k_{||}}{k}$ обнаружены резко локализованные интенсивные высокочастотные (ВЧ) поля. Оценены характерные амплитуды и пространственные масштабы этих полей, возникновение которых связывается с коллапсом плазменных волн.

На нелинейной стадии модуляционной неустойчивости ленгмюровских волн в результате коллапса [1] возникают области локализации сильных ВЧ полей. Настоящая работа посвящена поиску таких областей в замагниченной плазме, в которой параметрически возбуждена модуляционная неустойчивость плазменных волн с частотой в области нижегибридного резонанса и дисперсией $\omega = \omega_{pe} \frac{k_{||}}{k}$ (ω_{pe} – электронная плазменная частота).

Плазма создавалась в диэлектрической трубе длиной 60 см и диаметром 6 см пространственно-периодическим ВЧ полем. Частота накачки $f_0 = 21$ МГц, плотность n_e и температура T_e электронов плазмы лежали в пределах $n_e = (0,2 \div 2) \cdot 10^9$ см⁻³, $T_e = (8 \div 25)$ эВ, напряженность магнитного поля $H = 850$ э, давление рабочего газа (гелий) $\sim 10^{-3}$ мм рт.ст. Между продольной и поперечной составляющими напряженности и волнового вектора волны накачки выполнялось соотношение $\frac{E_{o||}}{E_{o\perp}} \approx \frac{k_{o||}}{k_{o\perp}} \approx 0,1$.

На пороге неустойчивости $E_{o||} \approx 1$ в/см, $k_{o||} \approx 0,3$ см⁻¹.

Характерная для модуляционной неустойчивости низкочастотная модуляция плотности плазмы при $E_0 \approx 3E_0$ пор достигала 15%, а четко выраженная при $E_0 \sim E_0$ пор пространственная структура колебаний претерпевала при этом полную хаотизацию, что говорит об обогащении колебаний составляющими с большими k . Линейные характеристики этой неустойчивости описаны в [2].

ВЧ электрические поля, возникающие в плазме при развитии модуляционной неустойчивости, исследовались методом пробного электронного пучка. Этот метод состоит в анализе энергетического спектра и радиального уширения слабого (не вызывающего каких-либо эффектов) пучка электронов. Пробный пучок диаметром ~ 1 см создавался термокатодом, помещенным на оси системы в области однородной плазмы. Ток пучка изменялся в пределах 50 ÷ 250 мкА, энергия – 20 ÷ 100 эВ. Применение низкочастотной (33 Гц) модуляции тока накала катода позволяло легко выделять электроны пучка на фоне плазменных электронов

даже при соотношении $n_b/n_e < 10^{-3}$ (n_b — плотность электронов в пучке). Характеристики пучка измерялись подвижным многосеточным электростатическим анализатором.

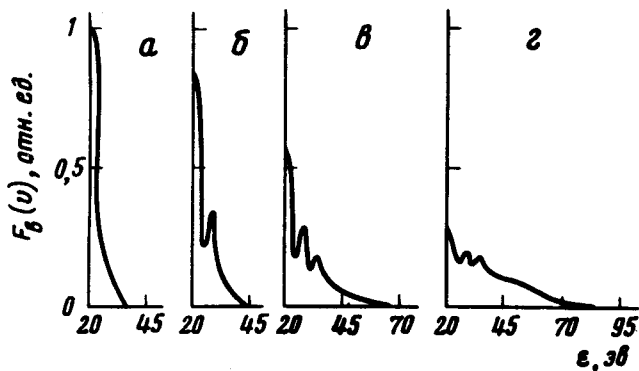


Рис. 1. Функция распределения пробного электронного пучка для различных амплитуд поля накачки и различных пробегов L пучка: $a - E_0 < E_0$ пор., $L = 30$ см; $б - E_0 \approx 3 E_0$ пор., $L = 6$ см; $в - E_0 \approx 3 E_0$ пор., $L = 14$ см; $г - E_0 \approx 3 E_0$ пор., $L = 23$ см

На рис. 1, $б, в, г$ приведены функции распределения электронов пучка с энергией $\mathcal{E} = 20$ эв по продольной составляющей скорости $F_b(v)$ на различных расстояниях от катода в условиях развитой неустойчивости ($E_0 \approx 3E_0$ пор.). Видно, что при увеличении пробега пучка, наряду с уширением $F_b(v)$; на ней наблюдается образование сначала одного, затем двух равноотстоящих пиков, которые при больших пробегах сглаживаются. В отсутствие неустойчивости (рис. 1, a) вид $F_b(v)$ практически не зависит от пробега пучка, он определяется, по-видимому, разбросом электронов по скоростям в слое объемного заряда, окружающем катод. Расстояние между пиками пропорционально напряженности поля накачки и не зависит от начальной энергии пучка.

Деформация функции распределения пробного пучка сопровождается, как видно из рис. 2, существенным его уширением, пропорциональным напряженности поля накачки. Уширение пучка также пропорционально его пробегу в плазме. При $E_0 < E_0$ пор радиальные распределения пучка при различных пробегах практически совпадают и близки к изображенному на рис. 2 кривой 1.

Описанные выше эффекты максимально проявляются при небольших начальных энергиях пучка $\mathcal{E} \sim T_e$. При увеличении энергии они становятся менее четко выраженными и при $\mathcal{E} \sim (4 + 5)T_e$ исчезают.

Подчеркнем, что наблюдаемые явления не могут быть связаны с пучково-плазменным взаимодействием, так как ни вид функции распределения, ни уширение пучка не зависят от его тока в рабочем диапазоне токов.

Все наблюдаемые эффекты однозначно объясняются, если в плазме существуют области локализации сильных ВЧ электрических полей — каверны. Недавние численные эксперименты [3] показывают, что возникновение таких областей возможно в результате коллапса плазмен-

ных волн и в области нижегибридного резонанса. Тогда пики на функции распределения возникают за счет взаимодействия электронов с продольным полем каверн E_{\parallel} , а уширение пучка объясняется дрейфом электронов под действием поперечной составляющей поля каверн E_{\perp} .

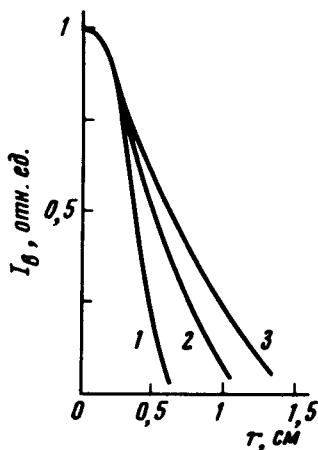


Рис. 2. Радиальные распределения тока пучка для различных амплитуд поля накачки: $\mathcal{E} = 20 \text{ эв}$; $L = 30 \text{ см}$; 1 - $E_0 < E_0 \text{ пор.}$, 2 - $E_0 \approx 2 E_0 \text{ пор.}$, 3 - $E_0 \approx 3 E_0 \text{ пор.}$

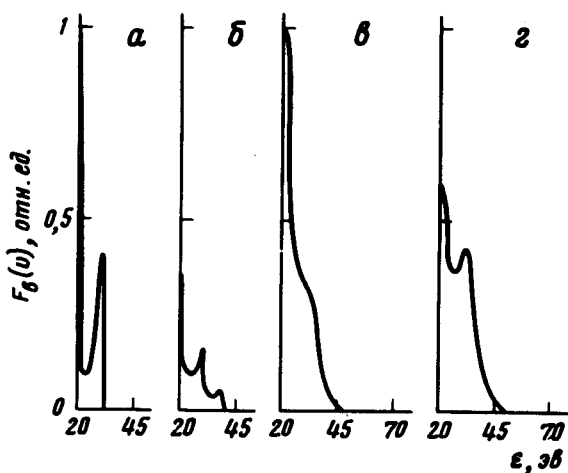


Рис. 3. Функции распределения электронного пучка, полученные в результате численного модулирования

На рис. 3, а, б представлены результаты численного эксперимента, который моделирует прохождение моноэнергетического пучка с $\mathcal{E} = 20 \text{ эв}$ последовательно через одну (рис. 3, а), а затем другую (рис. 3, б) каверну. Через каждую каверну проходит 85% частиц пучка. Рассматривался наиболее простой случай постоянной по длине каверны продольной составляющей поля $E = E_{\parallel} \cos(\omega t + \phi)$, где фаза влета в каверну ϕ равномерно распределена от 0 до 2π , $E_{\parallel} = 7,5 \text{ в/см}$, длина каверны $l_{\parallel} = 1,33 \text{ см}$. Как видно, прохождение каждой последующей каверны сопровождается появлением нового пика на функции распределения $F_b(v)$, отстоящего от предыдущего на расстоянии $\Delta \mathcal{E} \approx E_{\parallel} l_{\parallel}$. Рис. 3 в, г иллюстрирует прохождение через одну такую же каверну пучка со взятой из эксперимента функцией распределения. Пик на ней появляется, когда с каверной взаимодействуют $Q = 80\%$ электронов пучка (рис. 3, г). Значение $Q = 60\%$ оказывается недостаточным даже для появления первого пика (рис. 3, в).

В рамках указанных представлений легко находят объяснение такие экспериментальные факты, как эквидистантность пиков, увеличение $\Delta \xi$ с ростом поля накачки, независимость $\Delta \xi$ от начальной энергии пробных электронов.

Оценим характерные поля и пространственные масштабы возникающих каверн. Приведенные ниже оценки соответствуют амплитуде поля накачки $E_0 \approx 30$ в/см, втрое превышающей порог модуляционной неустойчивости.

Зная глубину модуляции плотности $\delta n/n \approx 10\%$, определяем поле в каверне из соотношения $E^2/16\pi e T_e \approx \delta n/n$, $E^2 = E_{\parallel}^2 + E_{\perp}^2$. Предполагая, что в каверне, как и в исходной волне, $E_{\parallel} \ll E_{\perp}$, получаем, что при $n_e \approx 2 \cdot 10^9$ см⁻³ и $T_e \approx 20$ эв $E \approx E_{\perp} \approx 160$ в/см. По величине поля E_{\perp} , определяющей скорость дрейфа электронов пучка в поперечном направлении, и уширению пучка $\Delta R \approx 0,25$ см можно определить сумму Nl_{\parallel} продольных длин каверн, которая оказывается равной ~ 4 см.

Поскольку первый пик на функции распределения пучка регистрируется уже на расстоянии 5 см от катода, то при пробеге 30 см пучок проходит через $N = 6$ каверн. Поэтому $l_{\parallel} \approx 0,7$ см и из расстояния между пиками тонкой структуры $E_{\parallel} \approx \Delta \xi / l_{\parallel} = 15$ в/см.

Наличие тонкой структуры функции распределения $F_b(v)$ лишь при малых энергиях пучка может быть объяснено увеличенным при малых скоростях числом частиц, пролетающих через область каверн с максимальным полем. Это позволяет считать, что поперечный размер каверны l_{\perp} порядка расстояния дрейфа медленного электрона в поле одной каверны и составляет $l_{\perp} \approx 0,05 + 0,1$ см.

Таким образом, каверны представляют собой эллипсоидальные образования, вытянутые вдоль магнитного поля, с масштабами примерно в 20 раз меньшими соответствующих размеров волны накачки и напряженностью ВЧ поля примерно в пять раз превышающей амплитуду поля накачки.

Институт ядерных исследований
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
21 марта 1976 г.

Литература

- [1] Т.А.Горбушина, Л.М.Дегтярев, В.Е.Захаров, В.Н.Равинская. Препринт ИПМ №128, М., 1975.
- [2] Л.Л.Пасечник, В.Ф.Семенюк. ЖТФ, 45, 779, 1975.
- [3] С.Л.Мушер, Б.И.Стурман. Письма в ЖЭТФ, 22, 537, 1975.