

ИОННО-ЗВУКОВАЯ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ ПЛАЗМЫ В СВЧ ПОЛЕ ВСЛЕДСТВИЕ ГЕНЕРАЦИИ НАДТЕПЛОВЫХ ЭЛЕКТРОНОВ И ЕЕ РОЛЬ В УСКОРЕНИИ ЭЛЕКТРОНОВ

Д. М. Карфицков, К. Ф. Сергейчев

УДК 533.9

Обратный ток тепловых электронов, направленный в область генерации потоков ускоренных электронов при параметрическом взаимодействии СВЧ излучения с плазмой, возбуждает в плазме ионно-звуковую турбулентность, повышающую эффективность ускорения электронов.

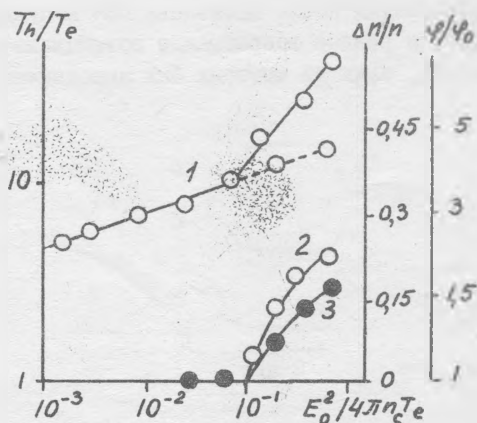
При воздействии α -поляризованным СВЧ излучением на столб плазмы с критической концентрацией на его оси $n(0) = n_c = \frac{m_e^2 \omega^2}{4\pi e^2}$ (ω — частота излучения; m_e , e — масса и заряд электрона) при амплитуде напряженности электрического поля излучения E_0 , превышающей некоторый порог, вдоль оси столба возникают потоки ускоренных электронов с энергиями, значительно превышающими начальную температуру электронов T_e . Значения пороговой напряженности, зарегистрированные в ряде работ /1,2/, отвечают порогу модуляционной параметрической неустойчивости. Измерениями функции распределения электронов по скоростям в самой плазме в /3/ впервые было показано, что порог генерации ускоренных электронов совпадает, в действительности, с самым низким порогом параметрической неустойчивости, а именно — с порогом распадной неустойчивости /4/.

Порог распадной неустойчивости в условиях данного эксперимента, продолжающего исследования, начатые в /3/, определяется суммарной частотой электрон-ионных и электрон-нейтральных столкновений $\nu_e = \nu_{ei} + \nu_{en}$ выражением $E_0^2 \text{th} / 4\pi n_c T_e = (8kT_e / m_e)^{1/2} \nu_e / \omega$, где m_1 — масса иона. При этом энергетический спектр электронов, ускоряемых в полях выше порогового $E_0 > E_0 \text{ th}$, имеет вид экспо-

ненты, убывающей с ростом энергии, что позволяет характеризовать его эффективной температурой T_h , как это делалось в /2/ для электронов, ускоренных при модуляционной неустойчивости плазмы. В широком диапазоне изменений интенсивности накачки $E_0^2/4\pi n_c T_e = 10^{-5} - 10^{-1}$, перекрывающем порог модуляционной неустойчивости $E_0^2/4\pi n_c T_e = 4\gamma_e/\omega \approx 10^{-3}$, температура ускоренных электронов T_h монотонно возрастает пропорционально $E_0^{1/2}$ (см. рис. 1) /3/.

В данной работе при дальнейшем увеличении E_0 обнаружено существование еще одного порога, связанного с качественным изменением характера ускорения электронов и с возникновением сильной низкочастотной турбулентности плазмы.

Эксперименты проводились на установке, подробно описанной в /5/. Плазма создавалась импульсным плазменно-лучевым разрядом вдоль слабого статического магнитного поля $B_0 \sim 100$ Гс в аргоне при давлении $\sim 10^{-3}$ торр. Размер неоднородности плазмы по оси плазменного столба превышал 1 м, по радиусу столба он составлял 5 см. Эксперименты по воздействию импульсного СВЧ излучения на плазму проводились на стадии ее распада.

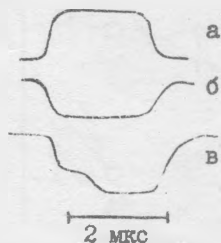


Р и с. 1. Зависимость температуры ускоренных электронов (1), интенсивности флуктуаций плотности (2) и потенциала плазмы (3) от напряженности поля волны накачки

СВЧ излучение (длина волны 5 см, длительность импульса $\leq 10^{-5}$ с) при помощи рупорно-линзовой антенны (апертура 35 см) концентрировалось на оси плазменного столба в пятно с характерным диаметром ~ 5 см. Главная оптическая ось системы составляла прямой угол с осью плазменного столба, причем вектор напряженности электрического поля волны \vec{E}_0 был ориентирован вдоль оси столба, то есть вдоль направления наибольшей однородности концентрации плазмы (в-поляризация). Характерная протяженность узкой части каустики излучения по направлению оптической оси ~ 15 см.

Как уже отмечалось, изменение характера зависимости $T_n(E_0)$ наступает при $E_0^2/4\pi n_c T_e \geq 0,1$ (см. рис. 1). В этом случае $T_n \sim E_0^{3/2}$, хотя на фронте СВЧ импульса еще в течение 1 мкс. сохраняется прежняя зависимость $T_n \sim E_0^{1/2}$, отмеченная на рис. 1 пунктиром. Осциллограмма тока ускоренных электронов, представленная для этого же случая на рис. 2в, показывает замедленный рост тока в течение первой микросекунды СВЧ импульса в отличие от осциллограммы "б", снятой до порога и повторяющей форму огибающей СВЧ импульса.

Выше указанного порога в ионном и электронном токах насыщения лентгморовского зонда регистрируются интенсивные низкочастотные ($\omega \leq 10^6$ с $^{-1}$) флуктуации, затухающие в течение нескольких десятков микросекунд после окончания СВЧ импульса. Одновременно наблюдается резкое возрастание потенциала плазмы. С помощью двух зондов, один из которых был неподвижен, а другой



Р и с. 2. Осциллограммы огибающей СВЧ импульса (а) и тока ускоренных электронов при $E_0^2/4\pi n_c T_e < 10^{-1}$ (б) и $E_0^2/4\pi n_c T_e > 10^{-1}$ (в)

перемещался вдоль плазменного столба, было установлено, что флуктуации возникают одновременно по всей длине столба и имеют характерный масштаб $\sim 0,5$ см.

Наблюдаемые явления, ранее обнаруженные в /6/, могут быть объяснены развитием ионно-звуковой неустойчивости плазмы, возбуждаемой обратным током или током замещения тепловых электронов. Действительно, по измерениям с помощью многосетчатого зонда плотность тока ускоренных электронов, уходящих из плазмы при $\frac{E_0}{4\pi n_0 T_e} \approx 0,1$, составляет $J_{\text{н}} \approx 2 \cdot 10^{-2}$ А/см². Оценка дрейфовой скорости тока замещения дает $u = J_{\text{н}}/en_0 \approx 3 \cdot 10^5$ см/с, что превышает ионно-звуковую скорость $v_{\text{и}} = (T_e/n_0)^{1/2} \approx 2 \cdot 10^5$ см/с и отвечает хорошо известному условию возбуждения ионно-звуковой неустойчивости: $u > v_{\text{и}}$. Измеренное для $\frac{E_0}{4\pi n_0 T_e} \approx 0,3$ время развития турбулентности и связанного с ним изменения характера ускорения ~ 1 мкс близко к обратному максимальному инкременту ионно-звуковой неустойчивости /7/: $\gamma^{-1} = (\omega_{\text{р1}} u/v_{\text{и}})^{-1} \approx 2 \cdot 10^{-6}$ с.

Таким образом при развитии ионно-звуковой турбулентности помимо действующего в плазме механизма ускорения электронов, связанного с параметрической распадной неустойчивостью, становится возможным включение более эффективного механизма ускорения, обусловленного диссипацией электромагнитного излучения накачки на самой ионно-звуковой турбулентности /8,9/.

Авторы благодарны Г. М. Батанову и В. Ю. Быченкову за обсуждение результатов работы.

Поступила в редакцию
31 декабря 1982 г.

Л и т е р а т у р а

1. Г. М. Батанов, В. А. Силин, Труды ФИАН, 92, 3 (1977).
2. Ю. Я. Бродский и др., в кн. Взаимодействие сильных электромагнитных волн с бесстолкновительной плазмой, изд. ИГиЛ АН СССР, Горький, 1980 г., с. 186.
3. D. M. Karfidov, N. A. Lukina, K. F. Sergeichev, V Int. Conf. on Plasma Physics, Göteborg, 1982, Contr. Papers, 11P-II-27, p. 275.
4. В. П. Силин, Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму, "Наука", М., 1973 г., с. 72.

5. Д. М. Карфицов, Н. А. Лукина, К. Ф. Сергейчев, Физика плазмы, 7, 136 (1981).
6. А. В. Костров, Канд. диссертация, ИФФ АН СССР, Горький, 1980 г.
7. Л. А. Арцимович, Р. З. Сагдеев, Физика плазмы для физиков, Атомиздат, М., 1979 г., с. 273.
8. J. Dawson, C. Oberman, Phys. Fluids, 5, 517 (1962), 6, 394 (1963).
9. В. Ю. Быченко, В. П. Силин, ЖЭТФ, 82, 1886 (1982).