

УСКОРЕНИЕ ЧАСТИЦ ПРИ РАЗВИТИИ ВОЗМУЩЕНИЙ КОНЕЧНОЙ АМПЛИТУДЫ В НЕУСТОЙЧИВОЙ ПЛАЗМЕ

С.В. Буланов, П.В. Сасоров*, А.С. Сахаров

Исследована нелинейная стадия крупномасштабных неустойчивостей в плазме, вызванных относительным движением электронов и ионов, с помощью численного моделирования методом макрочастиц. Продемонстрировано образование групп быстрых ионов с энергией, существенно превышающей энергию регулярного движения электронов.

Эволюция волн конечной амплитуды в неустойчивых средах обладает рядом особенностей. В устойчивой среде типичное поведение нелинейных волн описывается решениями Римана /1/, в которых происходит опрокидывание волн сжатия. В неустойчивой среде появляется возможность образования особенностей типа опрокидывания волн разрежения. Им соответствуют известные примеры каверн на нелинейной стадии модуляционной неустойчивости /2/, самофокусировка /3/, нелинейная стадия разрывной /4/, бунемановской /5/ и пучковой /6/ неустойчивостей, образование перетяжек в Z-пинчах /7-9/. В ряде случаев такие процессы приводят к эффективной трансформации энергии макроскопических движений в энергию быстрых частиц.

В данной работе обсуждается нелинейная стадия неустойчивостей в плазме с относительным движением электронов и ионов; для которых в длинноволновом пределе в линейном приближении инкремент $\gamma(k)$ пропорционален волновому вектору $\gamma(k) = c_b k$.

В случае, когда пространственный масштаб возмущений l удовлетворяет условиям $l \gg c/\omega_{pe} \gg u/\omega_{pe} \gg v_{Te}/\omega_{pe}$ (где u — токовая скорость; v_{Te} — тепловая скорость электронов; ω_{pe} — плазменная частота), т.е. выполнены условия приближения заданного тока и зарядовой квазинейтральности, длинноволновая электромагнитная неустойчивость описывается следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned} \partial_t n + \nabla(nv_i) &= 0, \\ \partial_t v_i + (v_i \nabla)v_i &= -c_b^2 \nabla(n_0/n)^2. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь константа $c_b^2 = (m_e/m_i)u^2$, если ток постоянен, в случае переменного гармонического тока, изменяющегося с частотой ω , $c_b^2 = (m_e/m_i)\langle u^2 \rangle$. Частота ω удовлетворяет неравенствам $\gamma_B \ll \omega \ll \omega_{pe}$, где γ_B — инкремент бунемановской неустойчивости. В (1) n_0 и n — невозмущенная и текущая концентрации ионов. В пределе $c/\omega_{pe} \gg l \gg u/\omega_{pe}$ уравнения (1) справедливы только в одномерной геометрии /10,11/. Аналитические решения таких уравнений, описывающие, в частности, возникновение каверн ионной плотности, сопровождающееся появлением больших разностей потенциалов, анализировались в /4,5/. Как показано в /11,12/, при этом генерируются группы ионов с энергиями $\mathcal{E}_{\max} \approx (m_e u^2/2)(l\omega_{pe}/u)^{4/3}$, что согласуется с рядом экспериментальных данных.

В цитированных выше работах пренебрегалось тремя эффектами: влиянием относительно коротковолновой резонансной моды, которая развивается быстро и может исказить обсуждавшуюся картину, кинетическими эффектами, особенно важными при анализе ускорения частиц, и отклонениями от квазинейтральности. Для выяснения роли этих процессов в данной работе представлены результаты моделирования на ЭВМ нелинейной стадии неустойчивости плазмы с током в рамках одномерного уравнения Власова.

* Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва.

Использовался метод частиц в ячейке /13/. Число ячеек на отрезке интегрирования было равно 100. Полное число частиц каждого сорта $N_e = N_i = 2000$. На границе расчетной области задавались периодические условия для частиц и электрического поля. Граничные условия для электростатического потенциала соответствовали непрерывно действующему источнику тока. Зависимость внешнего электрического тока отвечала постоянному току для бунемановской неустойчивости или гармоническому с заданной частотой току в случае аperiodической неустойчивости плазмы в СВЧ поле.

Начальное возмущение плотности ионов задавалось таким, чтобы нелинейная стадия развития неустойчивости соответствовала опрокидыванию волны разрежения (типа рассмотренных в /12/). Масштаб неоднородности начального возмущения $l \approx 10u/\omega_{pe}$, а его амплитуда $\delta n/n \approx -1/3$. Температура частиц в начальный момент времени равна нулю.

В данных расчетах уровень неизбежных шумов на резонансных волновых числах $k_{рез} \approx \omega_{pe}/u$ соответствовал относительным возмущениям плотности порядка $\delta n/n \approx 10^{-5}$. При таких условиях резонансная неустойчивость относительно рано выходит на нелинейную стадию, раньше, чем сказывается нарушение квазинейтральности длинноволновых возмущений.

Из расчетов следует, что в обоих случаях постоянного и гармонического тока на нелинейной стадии неустойчивости имеют место следующие общие процессы. Происходит образование глубокой каверны в распределении плотности ионов, несмотря на развитие резонансных мод. Резонансная коротковолновая неустойчивость развивается в основном на периферии каверны, где имеет место сильный разогрев электронной компоненты. Появление перепада электронного давления приводит в конце концов к "захлопыванию" каверны и формированию резких скачков электростатического потенциала. В течение этого процесса осуществляется ускорение групп ионов. Их энергия достигает значений $\mathcal{E}_{max} \approx (20 \div 25) m_e u^2/2$.

Результаты расчетов на завершающей стадии процесса ускорения ионов приведены на рис. 1, 2.

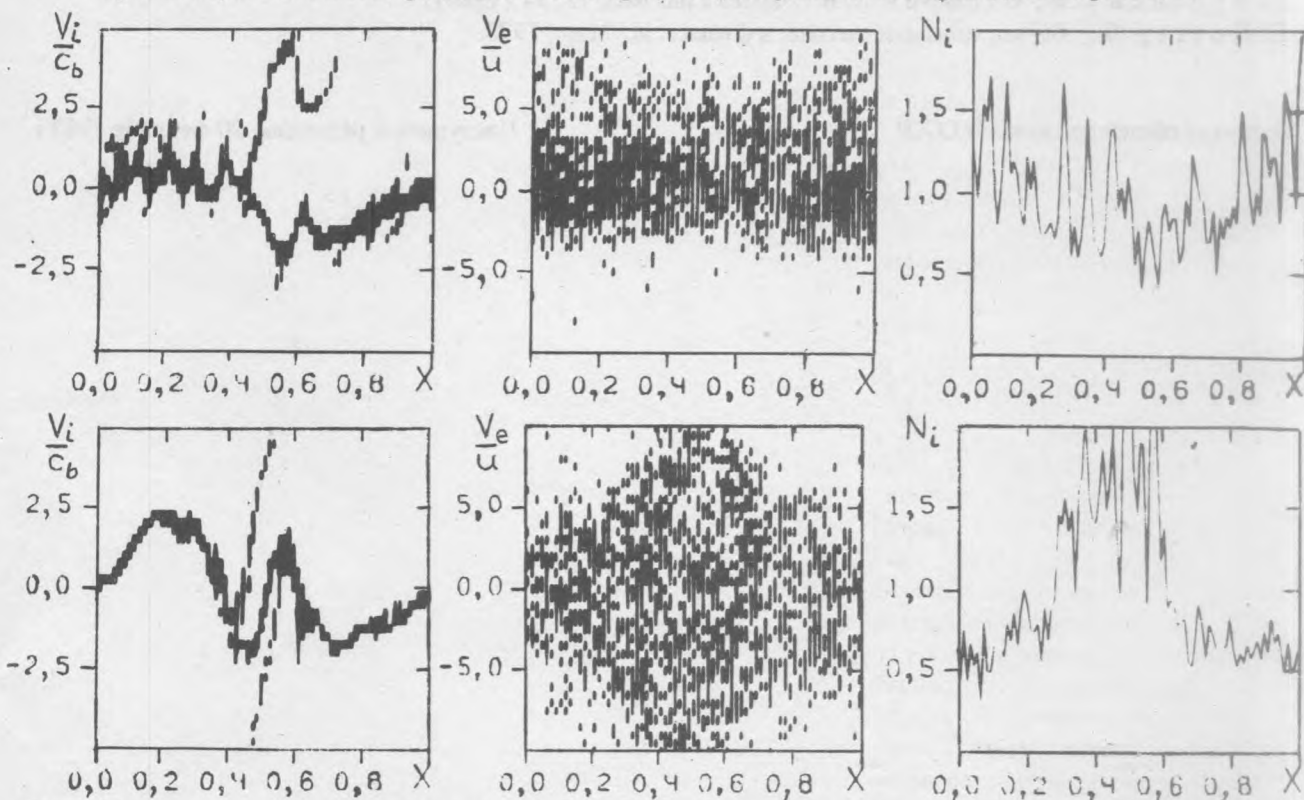


Рис. 1. Ускорение ионов в результате развития бунемановской неустойчивости. Фазовые плоскости ионов и электронов и концентрация ионов к моменту времени $160\omega_{pe}^{-1}$. Начальное значение токовой скорости $u = \omega_{pe} L/80$, размер расчетной области $L = 1$; $m_e/m_i = 10^{-2}$; $c_b = (1/800)\omega_{pe} L$.

Рис. 2. То же, что на рис. 1, для случая аperiodической неустойчивости плазмы в СВЧ поле: $T = 160\omega_{pe}^{-1}$, частота внешнего СВЧ поля $\omega = (\pi/10)\omega_{pe}$; $c_b = (1/800)\omega_{pe} L$. Приведенная зависимость $N_i(x)$ соответствует стадии, на которой каверна уже захлопнулась и на ее месте образовалось уплотнение.

Задание начальной электронной температуры, соответствующей $u = v_{Te}$, не препятствует образованию каверны и ускорению ионов, но приводит к насыщению резонансной моды и относительно меньшему разогреву электронов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. М., Наука, 1986.
2. Захаров В. Е. В сб. Основы физики плазмы, под ред. А.А. Галева и Р. Судана. М., Энергоатомиздат, т. 2, 1984, с. 79.
3. Аскарьян Г. А. ЖЭТФ, 42, 1567 (1962).
4. Буланов С. В., Сасоров П. В. Физика плазмы, 4, 746 (1978).
5. Галеев А. А. и др. ЖЭТФ, 81, 572 (1981).
6. Буланов С. В., Сасоров П. В. ЖЭТФ, 86, 479 (1984).
7. Трубников Б. А., Жданов С. К. Письма в ЖЭТФ, 41, 292 (1985).
8. Bulanov S. V., Sasorov P. V. In "Nonlinear and Turbulent Processes in Physics", Gordon and Breach, Harward Acad. Press., N.Y., v. 1, 1984; p. 149.
9. Жданов С. К., Трубников Б. А. Письма в ЖЭТФ, 43, 178 (1986).
10. Carlqvist P. Cosmic Electrodynamics, 3, 377 (1972).
11. Буланов С. В., Сасоров П. В. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 4, 9 (1986).
12. Буланов С. В., Сасоров П. В. Физика плазмы, 12, 54 (1986).
13. Поттер Д. Вычислительные методы в физике. М., Мир., 1975.

Институт общей физики АН СССР

Поступила в редакцию 20 февраля 1987 г.