

ДВУМЕРНЫЙ ЛЕНГМЮРОВСКИЙ КОЛЛАПС И ДВУМЕРНЫЕ ЛЕНГМЮРОВСКИЕ КАВИТОНЫ

А.И.Дьяченко, В.Е.Захаров, А.М.Рубенчик,
Р.З.Сагдеев, В.Ф.Швец

Обсуждается специфика коллапса ленгмюровских волн в двумерной геометрии. По результатам моделирования кинетики коллапса установлены области надкритичности, соответствующие предельным случаям — чистый коллапс, квазистационарный кавитон, а также промежуточному режиму заключительной стадии эволюции каверны.

1. Коллапс ленгмюровских волн — образование в плазме катастрофически углубляющихся областей пониженной плотности, содержащих захваченные ленгмюровские колебания, представляет собой одно из фундаментальных явлений физики плазмы (см., например, обзор ¹). Недавно это явление с определенностью наблюдалось экспериментально ². В результате коллапса энергия ленгмюровских колебаний передается быстрым электронам, поэтому коллапс является существенным (во многих случаях, главным) механизмом диссипации ленгмюровских волн как в космической, так и в лабораторной плазме. Это определяет значение коллапса как физического эффекта.

Альтернативой коллапсу могло бы быть образование кавитонов — квазистационарных слабозатухающих плазменных солитонов. При выяснении вопроса об условиях осуществления коллапса основную роль играет численное моделирование. Такое моделирование проводилось, начиная с 1974 года ³, по двум направлениям. В большинстве работ (в том числе, и в ³) решалось усредненное по периоду ленгмюровских колебаний уравнение для комплексной огибающей высокочастотного электрического потенциала

$$\Delta(i\psi_t + \frac{3}{2} \omega_p r_D^2 \Delta\psi) = \frac{\omega_p}{2n_0} \operatorname{div}(\delta n \nabla \psi), \quad (1)$$

которое замыкалось линейным волновым уравнением для низкочастотной вариации плотности плазмы

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c_s^2 \Delta \right) \delta n = \frac{1}{16\pi m_i} \Delta |\nabla \psi|^2. \quad (2)$$

Уравнения (1), (2) при любой размерности пространства d имеют стационарные решения — солитоны или кавитоны. Анализ линейного приближения дает для одномерного солитона устойчивость, для трехмерного кавитона — неустойчивость. Важно, что двумерный кавитон в линейном приближении безразлично устойчив, но обладает неустойчивостью относительно конечных возмущений. В размерности $d = 2,3$ уравнения (1), (2) при определенных начальных условиях описывают коллапс — формирование углубляющихся каверн плотности, поле в которых в конечный момент времени $t = t_0$ обращается в бесконечность. Асимптотически при $t \rightarrow t_0$ коллапс является автомодельным, размер каверны L уменьшается по закону $L \sim (t_0 - t)^{2/3}$ при $d = 3$ и $L \sim (t_0 - t)$ при $d = 2$. К коллапсу приводит, в частности, развитие неустойчивости кавитона. Эти выводы хорошо подтверждаются численным решением (1), (2).

Фактически поле в каверне остается, разумеется, конечным. Чтобы остановить коллапс, достаточно учесть эффект "насыщение нелинейности" — замедление роста вариации плотности плазмы при росте энергии ленгмюровских колебаний в центре каверны. Адекватным способом такого учета является замена уравнения (2) кинетическим уравнением для ионов

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f_i}{\partial \mathbf{r}} - \frac{e}{m_i} \nabla \varphi \frac{\partial f_i}{\partial \mathbf{v}} = 0, \quad \Delta \varphi = -4\pi e \left(\int f_i d\mathbf{v} - \bar{n}_e \right), \quad (3)$$

$$\bar{n}_e = n_0 \exp\left(\frac{e\varphi - \phi}{T_e}\right), \quad \phi = \frac{e^2}{4m_e \omega_p^2} |\nabla \psi|^2, \quad \delta n = \bar{n}_e - n_0.$$

В рамках системы (1), (3) при $d = 2$ кавитоны приобретают некоторый (быстро уменьшающийся с увеличением размера) запас линейной устойчивости. Устойчивыми становятся и достаточно мелкомасштабные ($kr_D \sim 1$) трехмерные кавитоны. Итак, в рамках системы (1), (3) коллапс должен заканчиваться образованием устойчивых кавитонов. Как показано в ⁴, этот процесс должен сопровождаться излучением из каверны интенсивных звуковых волн. Особенно сильно отличие уравнения (3) от уравнения (2) проявляется в двумерном случае.

Чтобы окончательно решить вопрос в пользу коллапса или кавитонов, нужно выяснить, как быстро коллапсирующая каверна (или формирующийся солитон) отдадут свою энергию электронам. Уравнения (1) — (3) принципиальным образом не учитывают взаимодействие ленгмюровских волн с электронами. Паллиативным способом учесть это взаимодействие было бы включение в уравнение (1) диссипативных членов. При учете диссипации коллапс достаточно интенсивных волновых пакетов возможен и в одномерном случае ⁵. Более последовательным является, однако, проведение прямого моделирования коллапса методом частиц. Принципиальная возможность такого моделирования была продемонстрирована в работе ⁶.

2. Мы проводили численное моделирование двумерного ленгмюровского коллапса, максимально используя симметрию потенциала в каверне относительно ее центра $\psi(x, y) = \psi(-x, y) = -\psi(x, -y)$. В первой серии расчетов моделирование проводилось методом частиц в квадрате $0 < x < L_x/2, -L_y/2 < y < L_y/2$ ($L_x = 128r_D, L_y = 64r_D$) с граничными условиями отражения $\partial \psi / \partial n|_{\Gamma} = 0$, квадрат содержал правую половину каверны с размерами L_x, L_y . Во второй серии осуществлялось поэтапное моделирование ленгмюровского коллапса ("сквозной счет"). На первом этапе усредненные уравнения (1), (2) решались в области $0 < x < L_x/2, 0 < y < L_y/2$, соответствующей четверти каверны с граничным условием $\psi|_{y=0} = 0$ ($L_x = 1024r_D, L_y = 512r_D$). Когда размер каверны становился мал по сравнению с размерами области, выделялась ее центральная часть $0 < x < L_x/4, 0 < y < L_y/4$, которая затем растягивалась на всю счетную область. Изменение энергии каверны при этом составляло не более 10%. После двукратного последовательного вырезания полученные распределения поля, плотности и скоростей частиц рассматривались как начальные данные для второго (кинетического) этапа моделирования методом частиц в квадрате $0 < x < L_x/2, -L_y/2 < y < L_y/2$ ($L_x/2 = L_y = 128r_D$). Отношение масс ионов и электронов менялось в пределах от 100 до 1836. Начальное распределение электронов считалось локально максвелловским, ионы вначале предполагались холодными. В качестве начального условия для системы (1), (2) выбиралась функция ψ такая, что

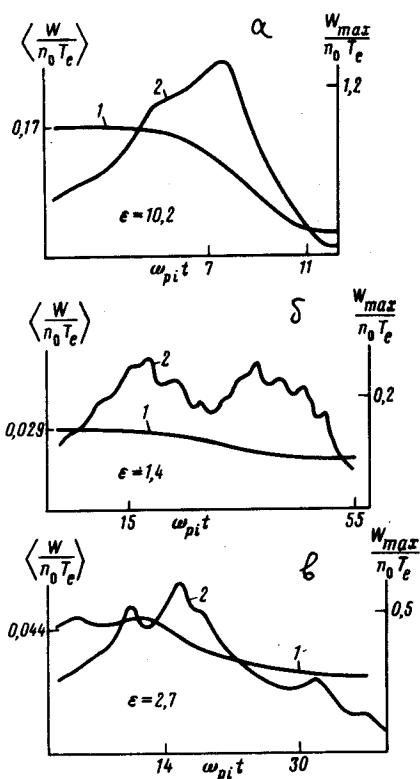
$$\Delta \psi = -\lambda \sin \kappa_y y (1 + \cos k_x x), \quad \kappa_y = \frac{\pi}{L_y}, \quad k_x = \frac{2\pi}{L_x}.$$

Для вариаций плотности ионов в начальный момент времени выбиралось

$$\frac{\delta n}{n_0} \Big|_{t=0} = -\frac{1}{16\pi n_0 T_e} |\nabla \psi|^2, \quad \delta \dot{n} \Big|_{t=0} = 0.$$

Общее число частиц каждого сорта составляло $\sim 4 \cdot 10^5$.

3. Расчеты показали, что отношение масс частиц автомодельным образом меняет характерные времена процесса, которые удобно измерять в безразмерных единицах: $\tau = \omega_{pi} t$. Качественно существенным является параметр надкритичности ϵ , равный отношению начальной энергии ВЧ поля в каверне к пороговой энергии модуляционной неустойчивости. При $\epsilon < 1$ после автомодельного сжатия насыщение нелинейности стабилизирует уровень ВЧ поля в каверне. Характер и длительность последующей стадии поглощения оказываются существенно зависящими от ϵ , причем $\tau(\epsilon)$ быстро убывает с ростом ϵ . При $\epsilon \gg 1$ происходит быстрое ($\epsilon = 10,2 \tau \sim 4$) практически полное (85%) поглощение энергии (рис. а), что соответствует "чистому" коллапсу. В обратном случае малых превышений стадия поглощения сопровождается осцилляциями уровня ВЧ поля в каверне, причем ее продолжительность настолько велика ($\epsilon = 1,4 \tau \sim 40$), что можно говорить о квазистационарном кавитоне (рис. б). При умеренных надкритичностях осуществляется промежуточный режим ($\epsilon = 2,7 \tau \sim 16$; $\epsilon = 2,1 \tau \sim 20$), который естественно интерпретировать как "затянутый" коллапс (рис. в). Отметим, что при всех ϵ каверна сжималась до размеров порядка $11 \cdot 23r_D^2$.



На рисунках а, б, в представлены зависимости от времени средней энергии (кривые 1) и максимальной энергии (кривые 2) высокочастотного поля в каверне при различных значениях ϵ

Итак, имеет место три характерных режима заключительной стадии эволюции каверны в зависимости от параметра надкритичности: коллапс, "затянутый" коллапс, квазистационарный кавитон. Подчеркнем, что этот результат определяется спецификой двумерной геометрии задачи, в которой эффекты насыщения нелинейности играют существенно большую роль, чем в реальном трехмерном случае.

Авторы благодарны С.И.Анисимову за полезные обсуждения.

Литература

1. Захаров В.Е. Коллапс и самофокусировка ленгмюровских волн. Сб. "Основы физики плазмы" т. 2, М.: Энергоатомиздат, 1984.
2. Wong A.Y., Cheung P.Y. Phys. Rev. Lett., 1984, 52, 1744; 1985, 55, 1880.
3. Захаров В.Е., Матрюков А.Ф., Сынах В.С. Письма в ЖЭТФ, 1974, 20, 76; Дегтярев Л.М., Захаров В.Е. Динамика ленгмюровского коллапса. Препринт ИПМ АН СССР, № 106, 1974.
4. Rubenchik A.M., Sagdeev R.Z., Zakharov V.E. Comm. Plasma Phys. Contr. Fus., 1985, 9, 183.

5. Дегтярев Л.М., Сагдеев Р.З., Соловьев Г.И., Шапиро В.Д., Шевченко В.И. Физика плазмы, 1980, 6, 485.

6. Анисимов С.И., Березовский М.А., Захаров В.Е., Петров И.В., Рубенчик А.М. ЖЭТФ, 1983, 84, 2046.

Институт космических исследований
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
5 ноября 1986 г.
