

ЭВОЛЮЦИЯ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ПЛАЗМЕ С СИЛЬНОЙ ЛЕНГМЮРОВСКОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТЬЮ, ВОЗБУЖДАЕМОЙ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

Д.М. Карфидов, А.М. Рубенчик, К.Ф. Сергейчев, И.А. Сычев

Экспериментально показано, что взаимодействие электронного пучка с плазмой при превышении порога модуляционной неустойчивости происходит в режиме сильной ленгмюровской турбулентности, характеризуемой коллапсом ленгмюровских волн. При этом наблюдается вытягивание "хвоста" из основной функции распределения электронов плазмы и ускорение электронов пучка в коллапсирующих кавернах.

Сильная ленгмюровская турбулентность (СЛТ) плазмы, основным структурным элементом которой является коллапсирующая ленгмюровская каверна, имеет одним из следствий вытягивание "хвостов" из функции распределения электронов плазмы /1/, процесс, который трудно объяснить чем-нибудь, кроме ускорения электронов в коллапсирующих кавернах. Этот процесс изучен с помощью численного моделирования /2/. Явление коллапса ленгмюровских волн изучалось также в специально поставленных экспериментах /3,4/ с отдельно созданной каверной, в которых, однако, не была установлена связь ускоренных электронов с СЛТ. Недостатком /3,4/ является также и то, что специфика таких экспериментов ограничивает распространение их данных на явление СЛТ в целом. В /5/ было показано, что СЛТ можно регистрировать в обычной лабораторной плазме по спорадическим локальным всплескам электромагнитного излучения из коллапсирующих каверн на ленгмюровской частоте.

В данной работе исследовано поведение функции распределения электронов плазмы и пучка в условиях, допускающих развитие СЛТ, и установлена связь процесса ускорения электронов с явлением коллапса ленгмюровских волн в лабораторной плазме.

Эксперименты проводились со столбом распадающейся плазмы, создаваемой импульсным плазменно-пучковым разрядом в продольном статическом магнитном поле $H_0 \approx 100$ Гс в среде аргона при давлении $P_{Ar} \approx 5 \cdot 10^{-4}$ торр, в тот момент, когда ее параметры на оси столба (характерный диаметр 10 см) принимали следующие значения: плотность частиц $n_0 \approx 2,6 \cdot 10^{11}$ см $^{-3}$, температура электронов $T_e \approx 3$ эВ, степень неизотермичности $T_i / T_e < 0,1$, флуктуации плотности $\delta n / n_0 < 5 \cdot 10^{-3}$. Ленгмюровская турбулентность создавалась при инжекции импульсного пучка электронов с шюского термокатода диаметром 3 см, энергия пучка на границе с плазмой E_b составляла 300 эВ, ток I_b варьировался от 1 до 8 А. В результате гидродинамической релаксации инжектируемый пучок "размывался" по скоростям в плазме до $\Delta v_b / v_b \sim 0,5$ на расстоянии 0,2 см от катода. Длительность импульса $\tau_b = 2$ мкс. В течение этого времени параметры плазмы оставались постоянными, пучок распространялся в практически однородной плазме.

На рис.1 представлены семейства функций распределения электронов плазмы и пучка, измеренные вдоль направления распространения пучка по оси столба плазмы на расстоянии 20 см от катода для значений тока $I_b = 3$ А (а) и 6 А (б) в различные моменты времени $\tau = 0,2, 0,5$ и 1 мкс. В указанных случаях превышение концентрации электронов пучка n_b над пороговым значением n_{bth} , при котором наблюдается переход к СЛТ, составляет $\delta = n_b / n_{bth} \approx 3$ (а) и $\delta \approx 6$ (б) /5/. В момент $\tau = 0,2$ мкс функция распределения электронов самой плазмы еще не испытывает изменений. При $\tau = 0,5$ мкс она заметно деформируется и при $\tau = 1$ мкс переходит в стационарное состояние. "Хвост", вытягивающийся из основного распределения, спадает с ростом скорости v по степенному закону и обрывается при некотором $v_{max} \approx 3 \cdot 10^8$ см/с. Остальная часть функции распределения при $v > v_{max}$ соответствует электронам пучка, "размытым" по скоростям вследствие его частичной релаксации. Показатель степенной функции

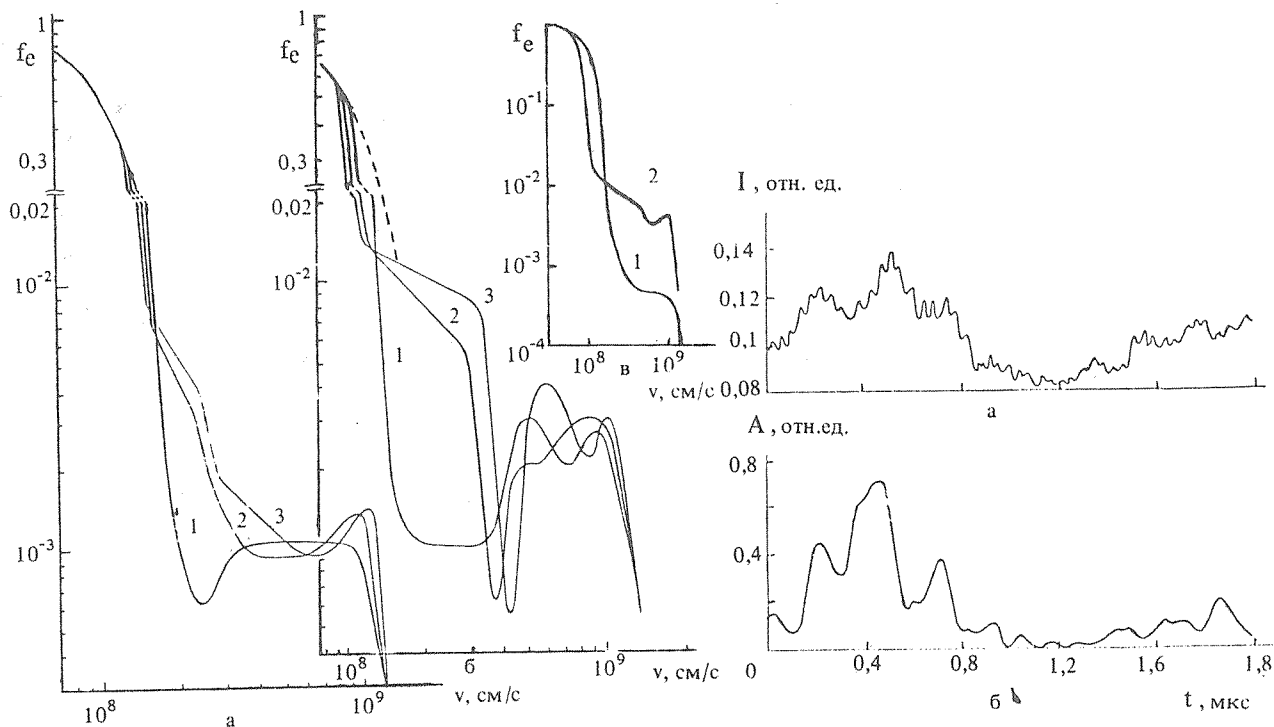


Рис.1. Функции распределения электронов плазмы и пучка по скоростям. Параметрами распределений являются ток пучка I_b и момент измерений τ по отношению к фронту пучка: а – $I_b = 3$ А, $\tau = 0,2$ мкс (1), $0,5$ мкс (2), 1 мкс (3); б – $I_b = 6$ А, $\tau = 0,2$ мкс (1), $0,5$ мкс (2), 1 мкс (3); в – $\tau = 1$ мкс, $I_b \leq 1$ А (1), 10 А (2).

Рис.2. Синхронные осциллограммы всплесков тока зонда при $U > \mathcal{E}_b / e$ (а) и всплеск электромагнитного излучения вблизи входного отверстия зонда (б).

с течением времени уменьшается, а количество ускоренных частиц в "хвосте" растет. В случае $\delta \approx 3$ (рис.1а) показатель степени функции распределения электронов в "хвосте" в стационарном состоянии, достигаемом при $\tau = 1$ мкс (кривая 3), составляет 1,9. С увеличением δ до 6 показатель степени в "хвосте" (рис.1б, кривая 3) снижается до 0,5.

Для сравнения на рис.1в (кривая 1) показано установление плато на функции распределения электронов вследствие квазилинейной релаксации пучка [6] при токе $I_b \lesssim 1$ А, не достигающем порога СЛТ ($\delta \lesssim 1$). Время установления плато ~ 10 нс. Кривая 2 представляет стационарную функцию распределения электронов ($\tau > 1$ мкс) в условиях развитой СЛТ при токе $I_b = 10$ А ($\delta \approx 10$). В результате интенсивной перекачки электронов из основного распределения плазмы в хвостовую часть произошло слияние с распределением электронов пучка. Однако и в этом случае на функции распределения остается участок с положительной производной – след пучка. Это объясняется тем, что в условиях СЛТ эффективность процесса релаксации пучка резко падает. Для данного случая в соответствии с [7] длина релаксации к состоянию "плато" возрастает до 60 см.

Установлено, что в условиях СЛТ перекачка энергии идет не только в "хвост" основного распределения электронов плазмы, но и в электроны пучка. Так, в зондовом токе электронов, проходящих задерживающий потенциал $U > \mathcal{E}_b / e$, обнаружены всплески, имеющие корреляцию со всплесками электромагнитного излучения [5], регистрируемыми антенной, расположенной вблизи входного отверстия зонда (рис.2).

Анализ энергии электронов во всплесках тока показывает, что эти электроны обладают дополнительной энергией по отношению к остальным электронам пучка. Например, при $I_b = 7$ А приращение энергии электронов с начальной энергией электронов пучка $\mathcal{E}_b = 400$ эВ составило около 100 эВ. В допорогового тока $I_b \lesssim 1$ А всплески электромагнитного излучения и тока электронов отсутствовали.

Всплески тока и энергии можно объяснить ускорением пролетных электронов в схлопывающихся кавернах. Энергия, отбираемая электроном при пролете через центр каверны в оптимальной фазе: $\Delta \mathcal{E} \approx eE_0 L \sin(kL/2) (kL/2)^{-1}$, где E_0, L — амплитуда поля и размер каверны; $kL = \omega_{pe} L / v_b$ — фаза пролета. Так как при трехмерном коллапсе $E_0^2 L^3 = \text{const}$ (без учета потерь энергии), $\Delta \mathcal{E} \propto L^{-1/2} \sin(kL/2) (kL/2)^{-1}$, следовательно, максимальную энергию электроны наберут на конечной стадии схлопывания, когда L достигнет своего минимального размера $L_{\min} \approx 10 \div 15 r_{De}$ [2]. Подстановка L_{\min} в выражение для $\Delta \mathcal{E}$ позволяет оценить максимальное значение поля на конечной стадии схлопывания каверны $E_{0\max}$. Однако для этого из эксперимента необходимо найти значение $\Delta \mathcal{E}$, связанное с ускорением в одной каверне.

Реально электроны пучка на своем пути до зонда могут стохастически ускоряться в N кавернах и тогда их энергия будет расти как $\sqrt{N} \Delta \mathcal{E}$. По данным измерений, плотность каверн, находящихся в конечной стадии схлопывания при токе $I_b = 7$ А, составляет 40 см^{-3} . Приняв поперечный размер каверны равным $2L_{\min}/4$, можно оценить число каверн на пути электрона. В данном случае $N \approx 4$ и, следовательно, измеренное приращение энергии в 100 эВ дает $\Delta \mathcal{E} \approx 50$ эВ, из которого находим $E_{0\max} \approx 1,3 \div 1,9$ кВ/см и соответствующий ему параметр давления поля $W_{\max} / n_0 T_e \approx 0,7 \div 1,5$; этот параметр согласно теории [2] достигает значения 3.

Медленные электроны плазмы также могут ускоряться ленгмюровской волной в коллапсирующей каверне. Соответствующая $E_{0\max}$ оценка потенциала волны $\varphi_{0\max} \approx 2E_{0\max} L_{\min} / \pi \approx 30$ В показывает, что волна должна захватывать тепловые электроны и затем выбрасывать их со скоростью, не превышающей фазовую скорость волны $v_{f\min} = \omega_{pe} L_{\min} / \pi \approx (2,3 \div 3,5) \cdot 10^8$ см/с. Действительно, обрыв "хвоста" распределения тепловых электронов плазмы (рис. 1а, б) наступает вблизи этой скорости $v_{f\min}$. С увеличением плотности коллапсирующих каверн тепловые электроны плазмы, ускорившись в нескольких кавернах, преодолевают барьер скорости $v_{f\min}$ (рис. 1в, кривая 2).

Отсутствие деформации функции распределения электронов плазмы при $\tau \lesssim 0,2$ мкс (рис. 1) и задержка начала всплеск электромагнитного излучения по отношению к фронту пучка длительностью 0,35 мкс согласуются с временем, необходимым для развития коллапса, так как излучение из каверны и вытягивание "хвостов" из основного распределения электронов достигают наибольшей эффективности лишь на конечной стадии коллапса, когда $k_{pe} r_{De} \approx 0,2 \div 0,3$.

Таким образом установлено, что взаимодействие электронного пучка с плазмой при превышении порога модуляционной неустойчивости переходит в режим сильной ленгмюровской турбулентности, характеризуемый вытягиванием "хвоста" из основной функции распределения электронов плазмы и ускорением электронов пучка в коллапсирующих кавернах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Захаров В. Е. Основы физики плазмы, М., Энергоатомиздат, 1984.
2. Захаров В. Е. и др. Письма в ЖЭТФ, 47, 239 (1988).
3. Wong A. Y., Cheung P. Y. Phys. Rev. Lett., 52, 1744 (1984);
Cheung P. Y., Wong A. Y. Phys. Fluids, 28, 1538 (1985).
4. Cheung P. Y. A dissertation for the degree Doctor of Philosophy in Physics, UCLA, 1984.
5. Карфидов Д. М. и др. Письма в ЖЭТФ, 48, 315 (1988).
6. Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З. Физика плазмы для физиков, М., Атомиздат, 1979.
7. Галеев А. А. и др. ЖЭТФ, 72, 507 (1977).