

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЛАКСАЦИИ РАЗМЫТОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ПЛАЗМЕ ПРИ НАЛИЧИИ КОГЕРЕНТНОГО ВОЗМУЩЕНИЯ

А.С.Бакай, С.М.Криворучко, С.А.Некрасевич

Экспериментально установлено, что при релаксации размытого по скоростям электронного пучка слабая затравочная когерентная волна приводит к образованию пакета волн шириной $\Delta\omega \sim \Omega_{tr}$ и разрушает квазилинейный процесс релаксации. Обнаруженное усиление начальных корреляций согласуется с предсказаниями теории умеренно-турбулентной релаксации.

Изучение релаксации размытых по скоростям пучков частиц представляет существенный самостоятельный интерес и, ввиду сравнительной простоты экспериментального осуществления, является удобным объектом для проверки существующих представлений о природе бесстолкновительной релаксации плазмы. При большом количестве теоретических работ и численных экспериментов [1 — 4, 6 — 10], посвященных изучению этого процесса в различных условиях, экспериментальные работы немногочисленны. В [5] изучалась экспериментально, а в [6 — 9] путем численного моделирования релаксация размытого пучка с целью проверки квазилинейной теории¹⁾ в отсутствие контролируемых начальных корреляций. Нами воспроизведены начальные условия, близкие к условиям эксперимента [5], а затем наложено слабое когерентное начальное возмущение. Это позволяет проверить справедливость квазилинейной теории при наличии слабых начальных корреляций, а также результаты теоретических исследований и численных экспериментов [4, 9, 10], обнаруживших усиление начальных корреляций на фоне собственных флуктуаций.

¹⁾ Обсуждение и сравнение результатов этих работ смотри в [9].

Эксперименты проводились на проточной плазме плотностью $n = 10^8 - 10^9 \text{ см}^{-3}$, температурой электронов $T_e = 1 - 3 \text{ эВ}$, помещенной в сильное магнитное поле $H = 1,5 \text{ кэ}$; длина однородного участка плазменного столба 130 см .

Размытый по продольным скоростям пучок приготавливался, как и в [5], с помощью диодной пушки (диаметр катода $0,8 \text{ см}$), помещенной в магнитный экран из мягкого железа. Функция распределения измерялась многосеточным электростатическим анализатором в конце системы. Когерентный сигнал, принадлежащий частотному спектру флуктуаций системы, возбуждался на входе пучка в плазму. Параметры плазмы и колебания регистрируются системой подвижных зондов.

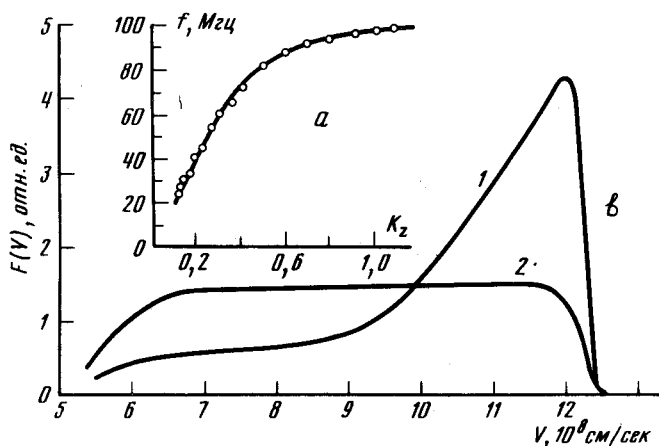


Рис. 1. *a* – Дисперсионная кривая; *b* – функция распределения пучка; 1 – начальная; 2 – в конце установки. Ток пучка $1,8 \text{ мА}$, энергия пучка 420 эВ

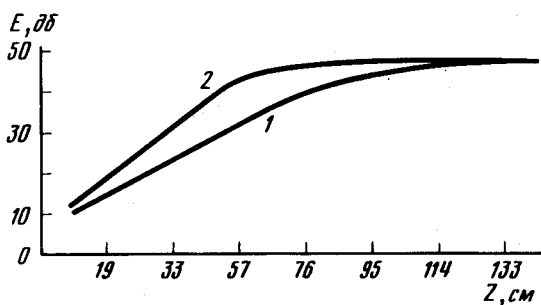


Рис. 2. Зависимость интегральной мощности шумов от длины; 1 – в отсутствие начального когерентного сигнала; 2 – когерентный сигнал на частоте $f = 72 \text{ мгц}$ имеет начальную амплитуду в пять раз большую, чем амплитуда шумов на этой же частоте. Конечная амплитуда сигнала на 35 дБ больше начальной

Дисперсионная кривая, рис. 1, *a*, определенная по измерениям длины волны как функция частоты, показывает, что в эксперименте возбуждаются первые радиальные гармоники волны объемного заряда замагниченной плазмы.

На рис. 1, *b* представлена функция распределения пучка в конце установки. Начальная функция распределения достаточно размыта по скоростям, а в конце системы, независимо от наличия начального когерен-

тного сигнала, образуется характерное плато, причем заметного хвоста ускоренных частиц не наблюдается. Видно, что эволюция функции распределения согласуется с квазилинейной теорией, впрочем, не входя в противоречия с другими теориями, поскольку плато возникает даже при наличии стационарной монохроматической волны и является скорее необходимым условием равновесия между волнами и резонансными частицами, чем достаточным условием применимости квазилинейной теории.

Эволюция интегральной мощности волн W по длине системы, рис. 2, существенно зависит от наличия начального сигнала. Хотя в том и другом случае W выходит на насыщение примерно с одним и тем же асимптотическим значением, скорость роста, характеризующая средний инкремент, больше при наличии когерентного сигнала A . Если при $A = 0$ инкремент равен квазилинейному γ_{QL} , то при $A \neq 0$ инкремент (будем называть его умеренно-турбулентным) примерно в 1,5 раза больше квазилинейного: $\gamma_{tb} \approx 1,5 \gamma_{QL}$. Теоретически и в численных экспериментах [4, 9, 10] обнаружено увеличение скорости релаксации при наличии заметных корреляций, приводящих к упорядочению конвективного движения фазовых потоков. В соответствии с теорией между γ_{QL} и γ_{tb} существует соотношение: $\gamma_{tb} \approx [w/(1-w)] \gamma_{QL}$, где $1/2 < w < 1$ параметр упорядочения фазовых потоков. Для нашего случая этот параметр можно оценить: $w \approx 0,6$

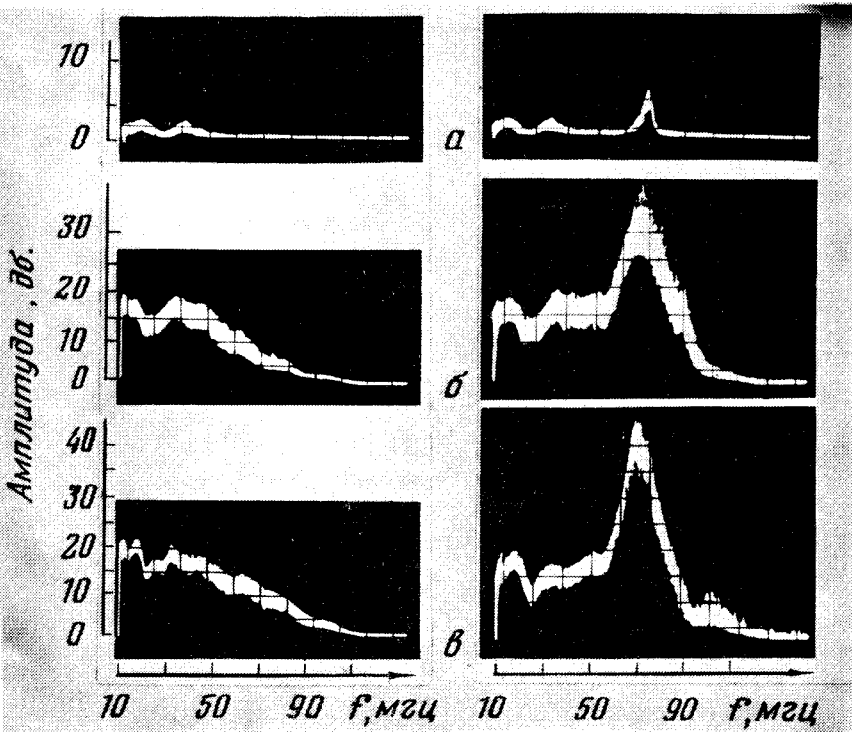


Рис. 3. Эволюция спектра шумов по длине z в отсутствие (левая колонка) и при наличии (правая колонка) когерентного сигнала на частоте $f = 72$ мГц; $a - z = 19$ см, $b - z = 76$ см, $в - z = 123$ см

Наиболее существенные различия процесса релаксации наблюдаются в эволюции спектра колебаний. На рис.3 приведены спектры усиленных пучком колебаний, сфотографированные с экрана анализатора спектра в отсутствие начального когерентного сигнала (левая колонка) и при его наличии (правая колонка). Когерентный сигнал существенно перестраивает спектральную плотность. Только в начале установки, рис.3, *а*, хорошо видна узкая линия на частоте модуляции. По мере роста она существенно уширяется, рис.3, *б, в*, так что в спектре образуется пакет волн в окрестности частоты модуляции, ширина которого по предварительным оценкам порядка $\Omega_{tr} = k(2e\phi_k/m)^{1/2}$ — частоты осцилляций захваченных частиц в волне с амплитудой ϕ_k .

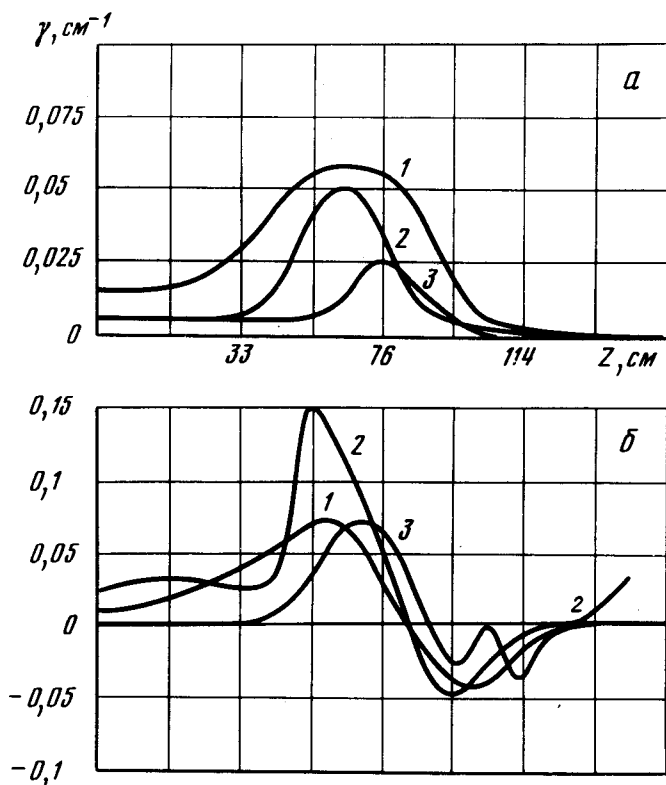


Рис. 4. Зависимость пространственного инкремента от длины для волн с частотами: 1 — $f = 40$ мгц, 2 — $f = 72$ мгц, 3 — $f = 95$ мгц. *a* — В отсутствие начального когерентного сигнала, *б* — когерентный сигнал тот же, что и на рис. 2

В отсутствие когерентного сигнала измеренные инкременты усиленных волн, рис.4, *а*, не отрицательны и асимптотически стремятся к нулю в соответствии с квазилинейной теорией.

В присутствии когерентного возмущения инкременты отдельных гармоник пакета, рис.4, *б*, вначале заметно превосходят квазилинейные значения, однако затем становятся отрицательными. Происходит характерное для умеренно-турбулентной стадии взаимное усиление роста гар-

моник и проявляется осцилляционный характер релаксации (см. [4, 9, 10]).

Результаты проведенных исследований позволяют сделать следующие выводы:

1. Наличие слабого когерентного возмущения приводит к образованию когерентного пакета волн с шириной порядка Ω_{lr} . Несмотря на то, что при $A = 0$ процесс релаксации является квазилинейным, при $A \neq 0$ проявляется взаимодействие между волнами, приводящее к взаимному усилению роста гармоник и ускорению процесса релаксации.

2. Обнаруженное усиление начальных корреляций показывает, что при наличии последних квазилинейный процесс разрушается на ранней стадии и сменяется умеренно-турбулентным.

Авторы благодарны К.Н. Степанову за поддержку и обсуждение.

Физико-технический институт
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
22 марта 1979 г.

Литература

- [1] В. Fried, С. Liu, R. Means, R. Sagdeev. Bull. Amer. Phys. Soc., 15, 142, 1970.
- [2] Н.Н. Онищенко, А.Р. Линецкий, Н.И. Мациборко, В.Д. Шапиро, В.И. Шевченко. Письма в ЖЭТФ, 12, 407, 1970.
- [3] А.А. Галеев, Р.З. Сагдеев. Вопросы теории плазмы, Атомиздат, 7, 1973.
- [4] А.С. Бакай. ДАН СССР, 237, 1069, 1977.
- [5] С. Roberson, К. W. Gentle. Phys. Fluids, 11, 2462, 1971.
- [6] J. M. Dawson, R. Shanny. Phys. Fluids, 11, 1506, 1968.
- [7] R. L. Morse, С. W. Noelson. Phys. Fluids, 12, 2418, 1969.
- [8] D. Biskamp, H. Welter. Nuclear Fusion, 12, 89, 1972.
- А.С. Бакай, Ю.С. Сигов. Препринт ИПМ АН СССР, №52, 1977; ДАН СССР, 237, 1326, 1977.
- [10] А.С. Бакай, Ю.С. Сигов. Препринт ИПМ АН СССР, №34, 1978.