

О ВЛИЯНИИ МОДУЛЯЦИОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ НА РЕЛАКСАЦИЮ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ПЛАЗМЕ

В.Е.Захаров, В.С.Львов, А.М.Рубенчик

Спектры ленгмюровских колебаний возбуждаемых релятивистским электронным пучком являются сингулярными в k -пространстве. В работе изучается влияние модуляционной неустойчивости таких спектров на релаксацию электронного пучка. Показано, что уширение спектра колебаний, вызванное неустойчивостью, уменьшает поток энергии в плазму, снижает уровень турбулентности и увеличивает длину релаксации.

1. Неустойчивость, создаваемая в изотермической плазме релятивистским электронным пучком, ограничивается за счет индуцированного рассеяния на ионах. Скорость релаксации пучка определяется спектром возникающей при этом ленгмюровской турбулентности. Для ее описания обычно используется приближение слабой турбулентности (см., например, [1]). Аналитическое и численное исследование спектров слабой турбулентности показывает, что они имеют сингулярный "струйный" [2] характер, т. е. расположены в k -пространстве вдоль поверхностей или линий (двумерных и одномерных струй), или даже в дискретных точках, причем поперечная ширина спектральных распределений оказывается весьма малой. По струям осуществляется перенос энергии колебаний в область малых частот: если энергия доходит до минимальной частоты, то при $k = 0$ образуется дискретная компонента ("ленгмюровский конденсат"), интенсивность которого в рамках теории слабой турбулентности может оказаться весьма высокой.

Ранее уже отмечалось [3], что на релаксацию релятивистского электронного пучка может оказать существенное влияние модуляционная неустойчивость ленгмюровских спектров. При этом имелась в виду либо неустойчивость конденсата [3, 4], либо сильная неустойчивость спектра [5], наступающая при больших интенсивностях пучка за пределами применимости слаботурбулентного описания.

В настоящей статье мы обращаем внимание на то, что важную роль в релаксации релятивистского пучка играет модуляционная неустойчивость струйных спектров, имеющая место даже при малых интенсивностях.

Детальное исследование слаботурбулентных спектров показывает [6], что струи имеют тонкую структуру и состоят либо из набора дискретных монохроматических волн, с характерным расстоянием в k -пространстве $k_{dif} \sim \frac{1}{r_D} \sqrt{\frac{m}{M}}$, либо из размытых спектральных пятен с характерным размером k_{dif} . Как показано в работе [7] сингулярность слаботурбулентных спектров приводит к возникновению модуляционной неустойчивости. Причем инкремент ее максимален для струй с описан-

ной выше тонкой структурой и его характерная величина γ_{mod} дается выражением

$$\frac{\gamma_{mod}}{\omega_p} \approx \frac{k_{dif}}{k} \frac{W}{nT} \quad (1)$$

(здесь k – характерное волновое число, предполагается, что $k \gg k_{dif}$, W/nT – относительная интенсивность колебаний в струе). Развитие модуляционной неустойчивости одномерных струй и дискретной компоненты приводит к коллапсу ленгмюровских волн, который создает эффективное затухание [6]

$$\frac{\gamma_{eff}}{\omega_p} \approx \left(\frac{W}{nT} \frac{k_{dif}}{k} \right)^{3/2} \left(\frac{M}{m} \right)^{1/2} \quad (2)$$

Это затухание обычно оказывается больше столкновительного и приводит к сильному подавлению одномерной и дискретной компоненты спектра, так что вся энергия оказывается сосредоточенной в двумерных струях. Как показано в работах [8, 9] в большинстве случаев энергия поглощается за счет коллапса раньше, чем она доходит до конденсата, и конденсат просто не образуется. Модуляционная неустойчивость двумерных струй носит одномерный характер (неустойчивы только поперечные к струе колебания) и поэтому приводит не к коллапсу, а только к уширению спектра в поперечном направлении. Это уширение и является причиной ослабления передачи энергии от пучка к плазме. Заметим, что именно отсутствие конденсата в нашей схеме приводит к сильному отличию наших результатов работы [4].

2. Пусть угловая ширина пучка $\Delta\theta > \frac{\Delta\epsilon}{\gamma\epsilon}$, где γ – релятивистский фактор, $\Delta\epsilon$ – энергетический разброс в пучке. Тогда инкремент пучковой неустойчивости имеет порядок

$$\frac{\gamma_p}{\omega_p} \approx \frac{n'}{n} \frac{1}{\gamma(\Delta\theta)^2}$$

где n' – плотность электронов в пучке, а n – в плазме. Предположим, что

$$\frac{m}{M} > \frac{\gamma_p}{\omega_p} > \frac{\nu_{ei}}{\omega_p} \frac{k}{k_{dif}},$$

где ν_{ei} – частота столкновений, $k \sim \omega_p/c$. При этом условии можно пользоваться приближением слабой турбулентности и пренебречь кулоновскими столкновениями. Основная энергия ленгмюровской турбулентности сосредоточена в двумерной струе – на поверхности вращения в зоне максимума инкремента и имеет порядок

$$\frac{W}{nT} \approx \frac{\gamma_p}{\omega_p} \left(\frac{k}{k_{dif}} \right)^2 \quad (3)$$

Модуляционная неустойчивость увеличивает толщину струи до величины

$$(\delta k r_D)^2 \approx \frac{W}{nT} \frac{k_{dif}}{k} \approx \frac{\gamma_p}{\omega_p} \frac{k}{k_{dif}} \quad (4)$$

Инкремент пучковой неустойчивости состоит из симметрично расположенных зон неустойчивости и затухания с характерным масштабом

$$\Delta k \sim k \Delta \theta \quad (5)$$

До тех пор, пока $\delta k < \Delta k$ модуляционная неустойчивость не оказывает влияния на релаксацию пучка. Это соответствует инкрементам $\gamma_p < \gamma_{крит}$, где

$$\frac{\gamma_{крит}}{\omega_p} \sim (k k_{dif} r_D^2) (\Delta \theta)^2 \sim \frac{T}{m c^2} \sqrt{\frac{m}{M}} (\Delta \theta)^2 \ll \frac{m}{M} \quad (6)$$

Однако, если $\gamma_p > \gamma_{крит}$, модуляционная неустойчивость уширяет плоскую струю до ширины, превышающей масштаб пучковой неустойчивости. При этом одни спектральные компоненты отбирают энергию от пучка, другие, наоборот, отдают ее пучку, и суммарная передача энергии плазме уменьшается в $(\Delta k / \delta k)^2$ раз. Для плотности энергии в струе теперь получаем:

$$\frac{W}{nT} \sim \left(\frac{\gamma_p \gamma_{крит}}{\omega_p^2} \right)^{1/2} \left(\frac{k}{k_{dif}} \right)^2 \quad (7)$$

Локальная длина релаксации — расстояние, на котором угловой размер пучка $\Delta \theta$ возрастает вдвое — при этом увеличивается в фактор $\sqrt{\gamma_p / \gamma_{крит}}$

$$l \sim l_0 \left(\frac{\gamma_p}{\gamma_{крит}} \right)^{1/2}; \quad l_0 \approx \frac{\omega_p}{c} \frac{n}{n} \frac{M}{m} \left(\frac{T}{m c^2} \right)^2 \frac{1}{(\Delta \theta)^5} \frac{1}{\gamma^3} \quad (8)$$

l_0 — локальная длина релаксации без учета модуляционной неустойчивости [1]

Формула (7) справедлива вплоть до инкрементов

$$\gamma_p \sim \gamma_{крит} \left(\frac{k}{k_{dif}} \right)^2$$

При больших инкрементах пучковая неустойчивость будет влиять на характер модуляционной, а при $(W/nT) > (k r_D)^2$ начнется коллапс спектра как целого; качественный эффект ослабления пучковой неустойчивости при этом сохраняется.

Литература

- [1] Б.Н.Брейзман, Д.Д.Рютов. Ядерный синтез, 14, 8731, 1974.
- [2] Б.Н.Брейзман, В.Е.Захаров, С.Л.Мушер. ЖЭТФ, 64, 1297, 1973.
- [3] Д.Д.Рютов. II Международная конференция по теории физики плазмы. Киев, 1974.
- [4] Д.Д.Рютов, К.Нишикава. J. Phys. Soc. Japan (в печати)
- [5] А.А.Галеев, Р.З.Сагдеев, В.Д.Шапиро, В.И.Шевченко. ЖЭТФ, 72, вып. 2, 1977 г.
- [6] В.Е.Захаров, С.Л.Мушер, А.М.Рубенчик. ЖЭТФ, 69, 155, 1975.
- [7] В.С.Львов, А.М.Рубенчик. ЖЭТФ, 72, вып. 1, 1977.
- [8] Т.А.Горьшина, Л.М.Дегтярев, В.Е.Захаров, В.Н.Равинская. Препринт ИПМ АН СССР №128, 1975.
- [9] В.Е.Захаров, С.Л.Мушер, А.М.Рубенчик, Б.И.Стурман. Препринт ИАЭ СО АН СССР №29, г. Новосибирск, 1976.
-