

**КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ
И ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ**

УДК 533.951

О НЕЛИНЕЙНОЙ ГЕНЕРАЦИИ ГЕЛИКОНОВ В СИСТЕМЕ ПОТОК—ПЛАЗМА

С. М. Файнштейн

Исследованию различных типов «линейных» неустойчивостей в системе поток—плазма посвящено обширное количество работ (см., например, [1-3]). В них рассматриваются задачи об инкрементах (декрементах) неустойчивостей, характеризующих начальную стадию развития процесса, который при достаточно больших амплитудах полей становится нелинейным. На нелинейной стадии необходим учет взаимодействия нормальных волн в системе. Нелинейные неустойчивости, к которым относятся так называемые взрывная и ВЧ неустойчивости, характеризуются резким ростом амплитуд волн [4-7]. Взрывная неустойчивость исследовалась, в основном, в системе поток—плазма применительно к плазменным волнам [6]. Для поперечных волн подобная задача рассматривалась в системе двух скрещенных электронных пучков [8], а также для альфвеновских волн в потоковой плазме [9]*. В [7] исследовалась ВЧ неустойчивость электромагнитных волн в системе поток—плазма с магнитным полем H_0 . Было показано, что за счет энергии пучка возможно преобразование энергии вверх по спектру, причем частота ВЧ волны порядка $\omega_0 + \omega_H$ (ω_0 — ленгмюровская и ω_H — гирочастота электронов); был проведен также анализ взаимодействия геликона с неустойчивой в области прозрачности плазменной волной. Необходимо отметить, что в отличие от взрывной неустойчивости ВЧ неустойчивость характеризуется лишь экспоненциальным ростом ВЧ волны в поле накачки геликона.

В данной работе выяснено, что в системе поток — плазма возможно эффективное генерирование геликонов, а также ВЧ электромагнитных волн при их взаимодействии с медленной пучковой волной на частоте много больше ω_0 . Проанализированы условия синхронизма и показано, что в указанной системе возможна взрывная неустойчивость, ограничение которой связывается с кубичной нелинейностью [10], обусловленной стрижкой для геликонов [11]. Приведены соответствующие оценки для лабораторной плазмы.

1. При условии, что волны распространяются вдоль H_0 , система поток—плазма в квазигидродинамическом приближении описывается дисперсионными уравнениями

$$1 - \omega_0^2/\Omega^2 - \omega_{0s}^2/(\Omega - qV_0)^2 = 0; \tag{1}$$

$$k^2 c^2/\omega^2 = 1 - \omega_0^2/\omega(\omega - \omega_H) - \omega_{0s}^2(\omega - kV_0)/\omega^2(\omega - kV_0 - \omega_H), \tag{2}$$

(1) соответствует плазменным, а (2)—поперечным волнам, $\omega_0^2 = \frac{4\pi N e^2}{m}$, $\omega_{0s}^2 = \frac{4\pi N_s e^2}{m}$

(N, N_s — концентрация плазмы и пучка), $\omega_H = \frac{|e| H_0}{mc}$, ω и Ω , k и q — соответствующие частоты и волновые векторы.

При исследовании (1), (2) можно выяснить, что условия синхронизма**

$$\omega_1 + \omega_2 = \Omega, \quad k_1 + k_2 = q \tag{3}$$

* В [9] приведены громоздкие общие формулы, описывающие взаимодействия двух поперечных и одной продольной волны в системе поток—плазма, однако ни условия синхронизма, ни полученные уравнения для амплитуд волн не исследуются.

** Заметим, что при анализе взаимодействия волн не учитывается неустойчивая волна; это справедливо, поскольку начальные квазимонохроматические сигналы таковы, что для неустойчивой волны не выполнены условия (3); кроме того, из-за модуляции пучка растущим ВЧ полем линейный инкремент уменьшается [12].

выполняются в двух случаях: а) при взаимодействии двух встречных геликонов с пучковой волной отрицательной энергии в сильном магнитном поле (рис. 1) $\omega_H^2 \gg \omega_0^2$, когда $\omega_1 \ll \omega_H$, $\omega_H \approx \Omega \approx \omega_2$ ($\Omega > \omega_0$),

$$k_1 \approx \omega_0/c \sqrt{\frac{\omega_H}{\omega_0}} \ll k_2 \approx q \approx \Omega/V_0; \quad (4)$$

б) при взаимодействии геликона ВЧ электромагнитной волны и пучковой волны (рис. 2) При этом

$$\omega_2 \approx \Omega, \quad \omega_1 \lesssim \omega_H, \quad q \approx k_1 \approx \Omega/V_0, \quad k_2 \ll k_1. \quad (5)$$

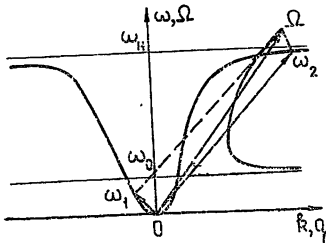


Рис. 1.

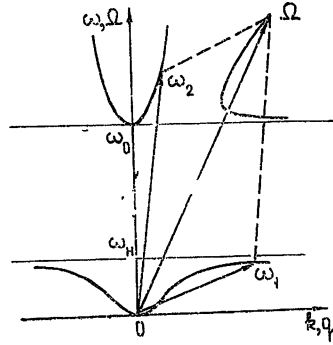


Рис. 2.

Используя асимптотический метод [12], а также (3)—(5), получим уравнение для амплитуд взаимодействующих волн:

$$\frac{\partial b}{\partial t} + V_0 \frac{\partial b}{\partial x} = \sigma a_1 a_2,$$

$$\frac{\partial a_1}{\partial t} + v_{гр1} \frac{\partial a_1}{\partial x} = \sigma_1 b a_2^* + \alpha_1 a_1 |a_1|^2, \quad (6)$$

$$\frac{\partial a_2}{\partial t} + v_{гр2} \frac{\partial a_2}{\partial x} = \sigma_2 b a_1^* + \alpha_2 a_2 |a_2|^2,$$

$v_{гр1,2} = \frac{d\omega_{1,2}}{dk_{1,2}}$, $a_{1,2}$, b — комплексные амплитуды электромагнитных и плазменной волн.

Коэффициенты нелинейного взаимодействия σ , $\sigma_{1,2}$ соответственно для вариантов а) и б) имеют вид

$$а) \quad \sigma \approx e \omega_0 s / 2m V_0 \omega_1, \quad \sigma_1 \approx e/m V_0 \left(\frac{\omega_H - \omega_2}{\omega_H} \right)^2 \omega_1 \omega_H / \omega_0^2, \quad (7)$$

$$\sigma_2 \approx \frac{1}{4} \frac{e}{m V_0} \frac{\omega_0^2}{\omega_1 \omega_H};$$

$$б) \quad \sigma \approx e \omega_0 s \omega_0^2 / 2m V_0 \omega_2^2 \omega_H, \quad \sigma_1 \approx \frac{e}{4m V_0} \left(\frac{\omega_H - \omega_1}{\omega_H} \right)^2, \quad (8)$$

$$\sigma_2 \approx \frac{e}{4m V_0} \frac{\omega_0^2}{\omega_H \omega_2}.$$

Коэффициенты $\alpha_{1,2}$ характеризуют стрикционную нелинейность в диэлектрической проницаемости [11]:

$$(a) \alpha_2 \approx \frac{e^2}{16 \pi T \omega_1 m}, \quad \alpha_1 \approx 0; \quad (b) \alpha_1 \approx e^2 (\omega_H - \omega_1) / \pi T \omega_1^2 m, \quad \alpha_2 \approx 0 \quad (9)$$

(% — постоянная Больцмана).

Уравнения (6) описывают нелинейное нарастание взаимодействующих волн, которое на начальной стадии имеет «взрывообразный» характер, а затем амплитуды волн достигают максимального значения* [10] порядка $u_i \max \sim \frac{4\sigma_2 \sigma}{\alpha}$ ($u_i = |a_i| \sqrt{\sigma_m \sigma_n}$, $m \neq n \neq i$) за время $t_{\max i} \approx 1/u_i(0)$.

2. Оценим амплитуды генерируемых волн в системе поток—плазма со следующими параметрами: а) $N \approx 10^9$ см⁻³, $N_s/N \approx 10^{-3}$, $T \approx 300$ К, $V_0/c \approx 0,1$, $H_0 \approx 10^8$ Гс ($\omega_H \approx 2 \cdot 10^{10}$ с⁻¹), тогда при начальных амплитудах ~ 1 В/см геликонов частоты $\omega \lesssim \omega_H \left(\frac{\omega_H - \omega}{\omega_H} \approx 10^{-3} \right)$ в системе за время $t_{\max} \approx 10^{-4}$ с возбуждаются геликоны частоты 3 Гц и достигают амплитуд ~ 300 В/см; б) $N \approx 10^{11}$ см⁻³, $N_s/N \approx 10^{-3}$, $V_0/c \approx 0,1$, $H_0 \approx 10^8$ Гс ($\omega_H \approx 2 \cdot 10^9$ с⁻¹), $T \approx 300$ К, при этом при начальных амплитудах ВЧ электромагнитной волны ~ 1 В/см за время $\sim 10^{-5}$ с возбуждаются ВЧ поперечные волны с частотой ~ 10 Гц и с амплитудой 500 В/см.

Таким образом, в системе поток—плазма с постоянным магнитным полем возможно эффективное генерирование геликонов и электромагнитных волн в СВЧ диапазоне. Подобная задача может представлять интерес как для диагностики плазмы, так и для получения СВЧ сигналов достаточно большой мощности.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. И. Ахиезер, И. А. Ахиезер, Р. В. Половин, А. Г. Ситенко, К. Н. Степанов, Коллективные колебания в плазме, Атомиздат, М., 1964.
2. А. Б. Михайловский, Теория плазменных неустойчивостей, 1, Атомиздат, М., 1970.
3. В. В. Железняков, Радиоизлучение Солнца и планет, изд. Наука, М., 1964.
4. Б. Б. Кадомцев, А. Б. Михайловский, А. В. Тимофеев, ЖЭТФ, 47, 2266 (1964).
5. V. Corpi, M. N. Rosenbluth, R. N. Sudan, Ann. Phys., 55, 207 (1969).
6. H. Wilhelmsson, J. Plasma Phys., 3, 215 (1969).
7. М. И. Рабинович, С. М. Файнштейн, ЖЭТФ, 63, вып. 5 (11), 1672 (1972).
8. Е. Е. Плоткин, С. М. Файнштейн, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 16, № 3, 333 (1973).
9. С. М. Файнштейн, ЖТФ, № 6 (1975).
10. V. N. Oraevski, V. P. Pavlenko, H. Wilhelmsson, E. Ya. Kogan, Phys. Rev. Lett., 30, № 2, 49 (1973).
11. А. Г. Литвак, ЖЭТФ, 57, 629 (1969).
12. А. В. Гапонов, Л. А. Островский, М. Н. Рабинович, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 13, № 2, 163 (1970).
13. Ю. М. Алиев, В. П. Силин, ЖЭТФ, 48, 901 (1965).

Горьковский политехнический институт

Поступила в редакцию
24 июня 1974 г.

УДК 551.510.535

УРАВНЕНИЯ ДИФФУЗИИ ИОННЫХ КОМПОНЕНТ МАГНИТОАКТИВНОЙ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

М. Г. Дёминов

1. Введем уравнения диффузии отдельных компонент плоскостной ионосферной плазмы. Среду будем считать квазинейтральной и состоящей из двух сортов ионов, электронов и нейтральных частиц (здесь и ниже индексы $i, j = 2, 3$ относятся к ионам, 1 — к электронам, n — к нейтральным частицам). Ограничимся рассмотрением

* Предполагаем, что $\frac{\partial}{\partial x} \equiv 0$, $a_{1,2}(0) = b(0)$.