

ЛИТЕРАТУРА

1. N. Herlofson, Arkiv. Fys., 3, 247 (1951).
2. T. R. Kaiser, R. L. Closs, Phil. Mag., Ser. 7, 53, № 336, 314 (1952).
3. В. Б. Гильденбург, Ю. М. Жидко, И. Г. Кондратьев, М. А. Миллер, Изв. вузов — Радиофизика, 10, № 9—10, 1359 (1967).
4. В. Н. Крепак, Л. А. Назаренко, И. П. Якименко, Радиотехника и электроника, 18, № 11, 1225 (1973).
5. Ю. В. Чумак, Р. И. Мойся, Изв. вузов — Радиофизика, 20, № 1, 51 (1977).
6. В. А. Пермяков, Изв. вузов — Радиофизика, 11, № 4, 531 (1968).
7. В. А. Пермяков, Изв. вузов — Радиофизика (в печати).
8. И. Г. Якушкин, В. А. Пермяков, Тр МЭИ, вып. 100, 14 (1972).

Московский энергетический институт

Поступила в редакцию
19 июня 1979 г.

УДК 533.9 ... 1

О МОДУЛЯЦИОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ПЛАЗМЕ, ПОМЕЩЕННОЙ
В ПОЛЕ СИЛЬНОЙ ЦИРКУЛЯРНО ПОЛЯРИЗОВАННОЙ ВОЛНЫ

Е. А. Дубинина, С. М. Файнштейн

Известно [1], что точным решением уравнений Максвелла и релятивистских квазигидродинамических уравнений для электронов холодной плазмы является поперечная электромагнитная волна круговой поляризации, в которой волновой вектор k_0 и циклическая частота ω_0 связаны соотношением

$$k_0 = \frac{\omega_0}{c} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} \sqrt{1 + v_0^2} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi e^2 n_0}{m}, \quad v_0 = \frac{e E_0}{mc \omega_0},$$

где E_0 — амплитуда волны, e , m , n_0 — заряд, масса покоя и концентрация электронов. Дисперсионное соотношение (1) по существу совпадает с линейным дисперсионным уравнением с той лишь разницей, что в него вместо массы покоя входит релятивистская масса электронов, движущихся в поле волны по круговым орбитам с постоянной скоростью.

Рассматривая малые колебания плазмы на фоне волны накачки (1), можно получить дисперсионное уравнение для волновых возмущений, распространяющихся вдоль k_0 [2]:

$$(\Omega^2 - 1)[1 - (\Omega + \delta)^2 + (q + \tau)^2][1 - (\Omega - \delta)^2 + (q - \tau)^2] + \beta^2(q^2 - \Omega^2)(q^2 - \Omega^2 + 1) = 0, \quad (2)$$

где $\Omega = \omega/\omega_L$, $q = ck/\omega_L$ — безразмерные частота и волновой вектор волновых возмущений, $\omega_L = \omega_p/\sqrt{\chi}$, $\chi = (1 + v_0^2)^{1/2}$, $\delta = \omega_0/\omega_L$, $\tau = ck_0/\omega_L$, $\beta = v_0/c$, $v_0 = c v_0/\chi$.

В [2] анализировались решения дисперсионного уравнения (2) с точки зрения неустойчивости малых волновых возмущений, были найдены инкременты неустойчивостей при различных β , δ , τ .

В работе [3] рассматривалась взрывная неустойчивость в этой системе, в связи с чем для различных значений параметров β , δ и τ был проведен детальный численный анализ решений дисперсионного уравнения (2), а также получены коэффициенты при нелинейных членах второго и третьего порядка, определяющие возможность реализации взрывной неустойчивости и ее стабилизацию.

В данной заметке обращается внимание на возможность возникновения модуляционной неустойчивости достаточно интенсивных начальных возмущений в холодной плазме, помещенной в поле сильной циркулярно поляризованной волны. Указанныя не-

стабильность сравнительно узкого квазимохроматического пакета волновых возмущений имеет место при выполнении критерия Лайтхилла [4]

$$\alpha \frac{d^2 \operatorname{Re} \Omega}{dq^2} < 0, \quad (3)$$

где α — коэффициент нелинейного взаимодействия, описываемого на спектральном языке процессом

$$\Omega + \Omega - \Omega \rightarrow \Omega.$$

Таким образом, для ответа на вопрос, при каких условиях в данной системе возникает модуляционная неустойчивость узкого спектрального пакета волн, можно воспользоваться результатами работы [3].

Таблица 1

Ω	q	$\frac{d^2 \operatorname{Re} \Omega}{dq^2}$	β	α	δ
3,38	2,22	2,8	0,99995	$-5,25 \cdot 10^6$	2,5
3,52	2,31	2,65	0,1	-5,85	2,5
7,96	7,02	2,53	0,99995	$-6,37 \cdot 10^{11}$	7
7,98	8,05	-0,5	0,8	$7,9 \cdot 10^6$	7
7,98	8,05	-0,3	0,6	$1,2 \cdot 10^4$	7

В табл. 1 для некоторых значений параметров β и δ приведены величины $\frac{d^2 \operatorname{Re} \Omega}{dq^2}$ и α , удовлетворяющие критерию Лайтхилла (3). Модуляционная неустойчивость развивается, когда амплитуда пробной волны превышает некоторое пороговое значение; инкремент ее равен [5]

$$\Gamma \sim \operatorname{Im} \left\{ K v_{\text{р}} \sqrt{\frac{v_{\text{р}}^2 K^2 \chi^2}{4(\operatorname{Re} \Omega)^2} + \alpha \chi |a_\delta|^2} \right\}, \quad (4)$$

где $\alpha \chi < 0$, $\chi = \frac{d^2 \operatorname{Re} \Omega}{dq^2} \frac{\operatorname{Re} \Omega}{v_{\text{р}}^2}$, $v_{\text{р}}$ — групповая скорость волновых возмущений,

$a_\delta = a/E_0$ (a — амплитуда пробной волны), K — волновое число модулированных возмущений. Из табл. 1 видно, что с ростом параметра релятивизма β коэффициент α сильно возрастает, т. е., инкремент может быть достаточно высоким.

В качестве примера оценим инкремент модуляционной неустойчивости для плазмы, облучаемой лазером на неодимовом стекле. Пусть $n_0 \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$, длина волны накачки 1,06 $\mu\text{мм}$, поток энергии 10^{10} Вт/см^2 . Тогда пробная волна с амплитудой порядка 700 $B/\text{см}$ с несущей частотой 10^{11} Гц при длинах волн модуляции порядка 10 $\mu\text{мм}$ имеет инкремент неустойчивости порядка 10^9 с^{-1} .

ЛИТЕРАТУРА

1. А. И. Ахиезер, Р. В. Половин, ЖЭТФ, 30, 915 (1956).
2. А. Н. Калмыков, Н. Я. Коцаренко, Изв. вузов — Радиофизика, 19, № 10, 1481 (1976).
3. Е. А. Дубинина, С. М. Файнштейн, Изв. вузов — Радиофизика, 22, № 11, 1301 (1979).
4. Дж. Уизем, Линейные и нелинейные волны, изд. Мир, М., 1977.
5. Л. А. Островский, в сб. Нелинейные волны, изд. Наука, Новосибирск, 1968.

Горьковский политехнический
институт

Поступила в редакцию

11 января 1979 г.,

после доработки

29 ноября 1979 г.