

ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ МОДУЛЯЦИЯ ПЛОТНОСТИ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ ВБЛИЗИ КРИТИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

*Ю.М.Алиев, О.М.Градов, Д.Зюндер,
А.Ю.Кирий*

Исследован механизм возникновения периодической структуры в окрестности критической поверхности лазерной плазмы, обусловленный параметрическим возбуждением запертых стоячих электромагнитных колебаний, высвечивающихся в область разреженной плазмы.

В последнее время в лабораторных условиях [1] и в численных экспериментах по взаимодействию мощного излучения с лазерной плазмой

[2 - 4] было обнаружено образование периодической структуры в окрестности поверхности, не нашедшее удовлетворительного объяснения в рамках существующих представлений. Содержанием настоящего сообщения является установление связи между возникновением периодической модуляции плотности вдоль границы плазмы и параметрическим возбуждением стоячих электромагнитных волн с частотой Ω , близкой к частоте мощного поля накачки ω_0 . Показано, что раскачка собственных высвечивающихся колебаний приводит к образованию структур, периодичных поперек напряженности внешнего поля E_0 , с характерными размерами, превышающими половину длины волны накачки.

Рассмотрим неоднородную вдоль оси OX плазму, профиль плотности которой $n_0(x)$ связан с распределением поля $E_0(r, t) = E_0(x) \cos \omega_0 t$ мощной s -поляризованной электромагнитной волны, распространяющейся вдоль оси OX , соотношением

$$n_0(x) = n_0 \exp\{-V_E^2(x)/2V_{Te}^2\},$$

$$V_{Te} = (T_e/m_e)^{1/2}; \quad V_E(x) = e E_0(x)/m_e \omega_0,$$

где амплитуда поля $E_0(x)$ удовлетворяет уравнению

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\omega_0^2}{c^2} \epsilon(\omega_0, x) \right] E_0(x) = 0, \quad (1)$$

$$\epsilon(\omega, x) = 1 - \frac{\omega_{Le}^2(x)}{\omega^2} \left(1 - i \frac{\nu(x)}{\omega} \right) \equiv \epsilon'(\omega, x) + i \epsilon''(\omega, x);$$

$$\omega_{Le}^2(x) = \frac{4\pi e^2 n_0(x)}{m_e}.$$

В случае, когда интенсивность падающей волны достаточно велика, в плазме возникает область (см. [3]) с распределением плотности, отвечающим возможности существования s -поляризованных собственных запертых непотенциальных колебаний (см. рис. 1), слабозатухающих из-за тормозного поглощения, а также вследствие их излучения из точки высвечивания x_0 : $\Omega^2 \epsilon'(\Omega, x_0) = k_{||}^2 c^2$ ($k_{||}$ — волновой вектор возмущений, направленный вдоль критической поверхности). Затухание запертых волн в отсутствие внешнего поля характеризуется декрементом $\tilde{\gamma}$

$$\tilde{\gamma} = \frac{1}{W} \left\{ \int_{x_0}^{\infty} dx \frac{\nu(x) \omega_{Le}^2(x)}{\Omega^3} |E^{(0)}(x)|^2 + \frac{c^2}{\Omega^2} |E^{(0)}(x_0)|^2 \operatorname{Im} \frac{\partial \ln E^{(0)}}{\partial x} \Big|_{x_0} \right\},$$

$$W = \int_{x_0}^{\infty} \frac{dx}{\Omega^2} \frac{\partial}{\partial \Omega} (\Omega^2 \epsilon'(\Omega)) |E^{(0)}(x)|^2. \quad (2)$$

Входящая в (2) амплитуда напряженности электрического поля этих волн $E^{(0)}(x)$ удовлетворяет уравнению

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{\Omega^2}{c^2} \epsilon(\Omega, x) + k_{||}^2 \right] E^{(0)} = 0 \quad (3)$$

с граничным условием перехода получаемого решения в распространяющуюся в вакуум (направление $x \rightarrow -\infty$) левее точки x_0 волну. В области плазмы с плотностью, изображенной на рис. 1, возможно существование двух мод собственных запертых колебаний с частотой, близкой к ω_0 , пространственное распределение амплитуд напряженностей электрических полей которых представлено на рис. 2.

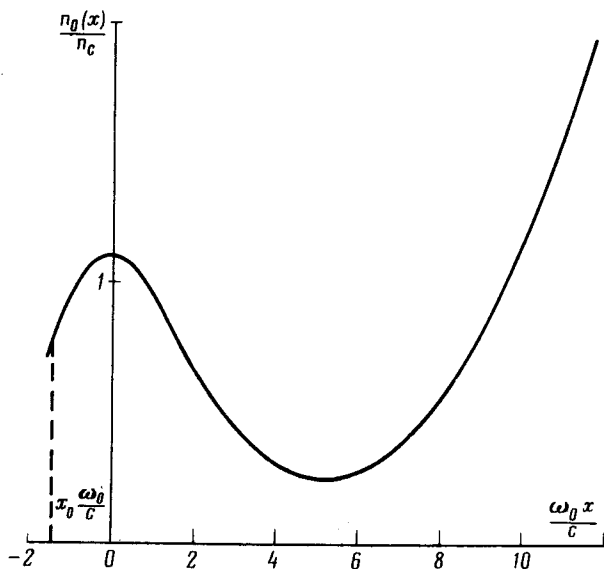


Рис. 1. Самосоглашенный профиль плотности плазмы в поле мощной волны ($V_E(x \rightarrow -\infty)/V_{Te} = 2,5$, $V_{Te}/c = 0,016$), в котором возможно существование собственных запертых электромагнитных колебаний, ($n_c \equiv n_0(X_c)$; $\omega_{Le}(X_c) = \omega_0$)

В поле накачки указанные колебания возбуждаются с волновым вектором $k_{||}$, ортогональным направлению напряженности E_0 . Одновременно происходит возбуждение низкочастотных возмущений с частотой $\omega \ll \omega_0 \approx \Omega$. Дисперсионное уравнение, полученное при пренебрежении взаимодействием запертых колебаний с внешним полем в области $x < x_0$, имеет следующий вид (ср. [5]).

$$(\omega + i\gamma)^2 + \frac{\Delta\omega_0 \Lambda}{[\omega + i(\gamma + \tilde{\gamma})]^2 - (\Delta\omega_0)^2} = 0. \quad (4)$$

Здесь γ — инкремент неустойчивости, а Λ — коэффициент связи высокочастотных запертых колебаний с внешним полем

$$\Lambda = \frac{\gamma_0^2}{W} \int_{x_0}^{\infty} dx \frac{\omega_L^2 e(x)}{\omega_0^2} \left\{ \left| E^{(0)}(x) r_{E(x)} k_{\parallel} \right|^2 + \left| \frac{d}{dx} E^{(0)}(x) r_{E(x)} \right|^2 \right\},$$

$$\Delta \omega_0 = \omega_0 - \Omega(k_{\parallel}); \quad \gamma_0 = \omega_0 \sqrt{\frac{m_e}{2m_i}}; \quad r_E(x) = V_E(x) / \omega_0$$

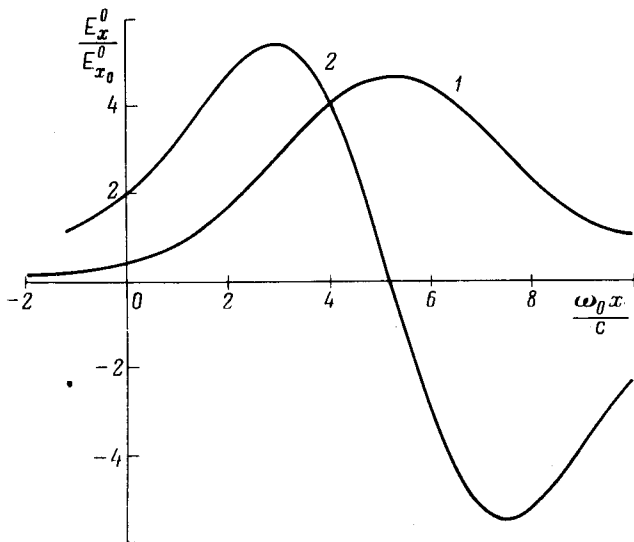


Рис. 2. Пространственное распределение амплитуды напряженности электрического поля собственных запертых колебаний с волновыми числами $k_{\parallel} = 0,75 \omega_0 / c$ (1) и $k_{\parallel} = 0,4 \omega_0 / c$ (2)

Результаты численного анализа инкремента γ , определяемого из [4], приведены на рис. 3 для параметров плазмы, использованных при получении рис. 1, рис. 2. Кроме того было положено $\nu(x_c) = 10^{-3} \omega_0$. Из рис. 3 видно, что инкремент неустойчивости имеет два острых максимума для колебаний, длины волн которых совпадают с соответствующими значениями собственных запертых волн. Это означает, что вдоль границы плазмы в направлении, перпендикулярном E_0 , возникает периодическая структура с двумя характерными масштабами $l_1 \approx 0,67 \lambda_0$ и $l_2 \approx 1,25 \lambda_0$ ($\lambda_0 = 2\pi c / \omega_0$), которая была обнаружена в численном эксперименте [3] и до сих пор не получила удовлетворительного физического объяснения.

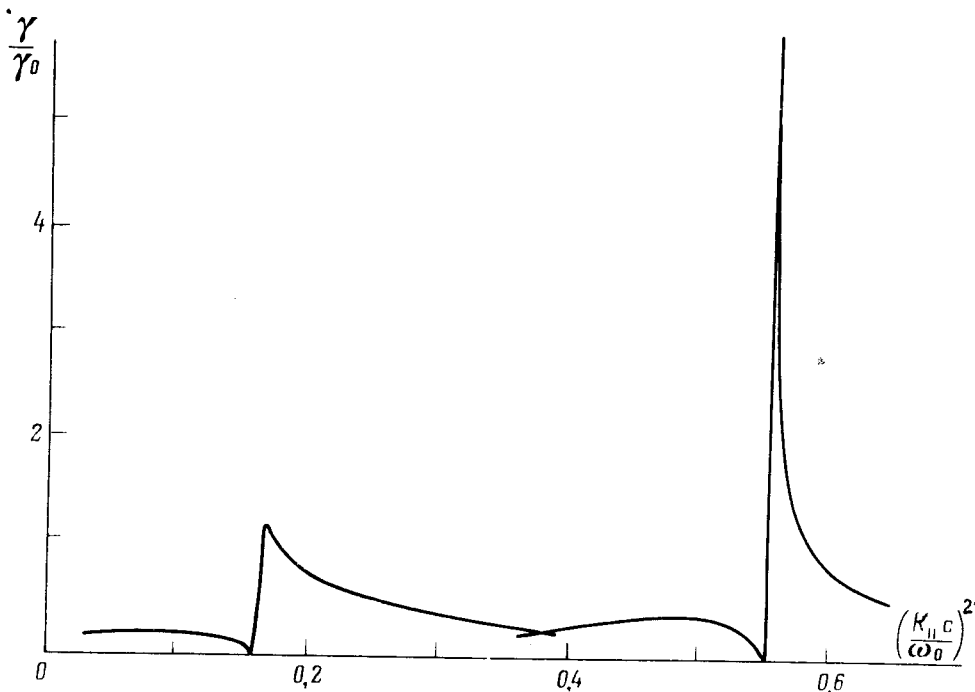


Рис. 3. Зависимость инкремента параметрически неустойчивых мод от волнового числа возмущений вдоль критической поверхности при возбуждении стоячих запертых электромагнитных колебаний ($\gamma_0 = \omega_0 (m_e/2m_i)^{1/2}$)

Таким образом, при воздействии мощного излучения на неоднородную плазму последняя оказывается неустойчивой относительно раскачки стоячих запертых электромагнитных возмущений. Развитие этой неустойчивости сопровождается возникновением модуляции плотности в окрестности критической поверхности с характерными размерами, равными половине длины волны возбуждаемых волн. Одновременно с указанным явлением должно происходить излучение волн на частоте накачки, распространяющихся перпендикулярно E_0 и под углом к нормали критической поверхности.

Центральный институт
электронной физики
АН ГДР

Поступила в редакцию
10 июля 1978 г.

Литература

- [1] D.T.Attwood, D.W.Sweeney, J.M.Auerbach, P.H.Y.Lee. Phys. Rev. Lett., **40**, 189, 1978.
- [2] E.J.Valeo, K.G.Estabrook. Phys. Rev. Lett., **34**, 1008, 1975.
- [3] K.G.Estabrook. Phys. Fluids, **19**, 1733, 1976.
- [4] С.Е.Мах. Comparison of theory and simulations with recent laser plasma experiments. Preprint UCRL-79859, 1977.
- [5] Ю.М.Алиев, О.М.Градов, А.Ю.Кирий. ЖЭТФ, **63**, 1254, 1972.