

**КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ
И ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ**

УДК 523.152

**НЕУСТОЙЧИВОСТЬ КОЛЕБАНИЙ В ПЛАЗМЕННОМ СЛОЕ
ПРИ КОМПТОНОВСКОМ РАССЕЯНИИ МОЩНОГО
ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

Ю. И. Лысков

Выяснение механизмов развития неустойчивости колебаний в плазменном слое при взаимодействии с мощным электромагнитным излучением при наличии релятивистских эффектов представляет значительный практический и научный интерес. В данном сообщении приведены результаты решения модельной задачи о распространении потока излучения в плоском слое плазмы в случае, когда преобладает индуцированное комптоновское взаимодействие излучения с электронами и оптическая толщина слоя по томсоновскому рассеянию невелика. При этом краевыми эффектами в динамике плазмы пренебрегаем. Индуцированное давление излучения на электроны приведет к смещению подслоев электронов, что может стать причиной развития колебаний в плазменном слое.

Исходные уравнения в случае одномерной задачи имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial (n_e u_e)}{\partial x} &= 0, \quad \frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial (n_i u_i)}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial E}{\partial x} = 4\pi e (n_i - n_e), \\ m \left(\frac{\partial u_e}{\partial t} + u_e \frac{\partial u_e}{\partial x} \right) &= - \frac{k_* T_e}{n_e} \frac{\partial n_e}{\partial x} - eE + \gamma b \left(1 + 2 \frac{u_e}{c} \right), \\ M \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_i \frac{\partial u_i}{\partial x} \right) &= - \frac{k_* T_i}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial x} + eE. \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь T_e, T_i — постоянны, плазма предполагается достаточно холодной, k_* — постоянная Больцмана, остальные обозначения соответствуют общепринятым.

Последнее слагаемое в правой части уравнения движения электронной компоненты в (1) — индуцированная сила давления излучения на электроны, вычисленная по методу работы [1] в предположении остронаправленного потока излучения. Результат получается из формулы (12) работы [1]. Распределение фотонов по углам принято в виде $n(\nu, \theta) = n(\nu) \exp(-\theta^2/b)$ при $\sqrt{b} \ll 1$. Вычисление приводит к значению

$$\gamma b = (3h^2 \sigma) (16\pi mc^5)^{-1} (2\pi b)^2 b \left(\int \nu^4 n^2 d\nu \right). \tag{2}$$

При $F(\nu) = 2h\nu^3 n(\nu)/c^2 = A\nu^\alpha e^{-\nu\beta}$ получаем

$$\gamma b = \frac{3\sigma I^2 \beta^3 b}{32 \pi mc}, \quad I = \int \exp(-\theta^2/b) F(\nu) d\nu \sin \theta d\theta d\varphi.$$

Спектр вида F имеет максимум при $\nu_* = \alpha/\beta$. Здесь предполагается $\alpha=1$ (при этом $\nu_* = 1/\beta$). Данный вид спектра соответствует ряду астрофизических ситуаций, в которых можно ожидать проявления рассматриваемых в данном сообщении эффектов.

Определим условие преобладания индуцированной силы давления $f_i = \gamma b (1 + 2u_e/c)$ над спонтанной f_s , гасящей рассматриваемые здесь эффекты. Вычисление спонтанной силы давления излучения на электроны по методу [1] приводит в нашем случае к значению $f_s = (\sigma I/c) (1 - 2u_e/c)$ и из условия $f_i \gg f_s$ получаем $(3\beta^3 b)/(32\pi m) \gg 1$. Это условие предполагается здесь выполненным. Отметим, что в него существенным образом входят параметры, характеризующие угловую расходимость пучка и частоту максимума спектра излучения.

Рассмотрим возможное поведение решения (1), линеаризовав уравнения относительно однородных значений. Последние получаются в нулевом приближении при учете ограниченности толщины слоя плазмы. Однородному случаю соответствует смещение всех электронов как целого относительно слоя ионов под действием давления излучения. Считаем, что такое смещение невелико по сравнению с шириной слоя. Тогда в основной части слоя возникает однородное электрическое поле, компенсирующее силу давления излучения на электроны. Решение нулевого приближения имеет вид

$$n_e = n_i = n_0, \quad u_i = u_e \approx ct/\tau_1, \quad E \approx \gamma b/e, \quad \tau_1 = Mc/\gamma b. \quad (3)$$

Формулы (3) получены в пренебрежении малой величиной u_e/c в уравнении движения для электронов в (1). Из (3) следует, что время роста скорости поступательного движения слоя до значений порядка c составляет величину порядка τ_1 .

При оценочном определении поведения поправки первого порядка из (1) с использованием (3) примем в качестве нулевого приближения для u_i , u_e постоянное значение u (что предполагает рассмотрение процессов с характерным временем $t \ll \tau_1$). Линеаризовав (1) с учетом сказанного и задавая для величин первого порядка зависимость вида $\omega_1 = \omega_{1k} \exp[i(kx - \omega t)]$, приходим к дисперсионному уравнению

$$1 = \frac{\omega_{pi}^2}{(\omega - ku)^2 - k^2 k_* T_i/M} + \frac{\omega_{pe}^2}{(\omega - ku)^2 - k^2 k_* T_e/m - 2i\omega_0(\omega - ku)}, \quad \omega_0 = \gamma b/mc. \quad (4)$$

Решение (4) при $\omega_0 = 0$ (отсутствует давление излучения) и $\omega_{pe} \gg \omega_{pi} \gg k\sqrt{k_* T/M}$ имеет вид

$$\omega_{1,2} \approx ku \pm \omega_{pe}, \quad \omega_{3,4} \approx ku \pm k\sqrt{k_*(T_e + T_i)/M}, \quad (5)$$

$$\omega_{pe}^2 = 4\pi n_0 e^2/m.$$

Частоты $\omega_{1,2}$ соответствуют высокочастотным ленгмюровским колебаниям, $\omega_{3,4}$ — низкочастотным ионно-звуковым. Поправки первого порядка по ω_0 к (5) имеют вид

$$\Delta\omega_{1,2} = i\omega_0, \quad \Delta\omega_{3,4} = i\omega_0(m/M). \quad (6)$$

Из (6) следует наличие экспоненциального роста всех мод колебаний, определяемого присутствием релятивистской поправки в (1). Характерное время роста ленгмюровских колебаний $\tau_2 \sim 1/\omega_0$ гораздо меньше τ_1 ($\tau_2 \sim \tau_1 m/M$), т. е. для данного процесса выполнены все исходные предпосылки и соответствующие результаты достаточно точны. Соотношение $\tau_2 \ll \tau_1$ означает, что процесс развития ленгмюровских колебаний можно рассматривать при неподвижных (бесконечно тяжелых) ионах. В этих условиях полное дисперсионное уравнение, соответствующее (1), и его решение имеют вид

$$\omega^2 - 2i\omega_0\omega = \omega_{pe}^2 + k^2 k_* T_e/m; \quad (7)$$

$$\omega = i\omega_0 \pm \sqrt{\omega_{pe}^2 + k^2 k_* T_e/m - \omega_0^2}. \quad (8)$$

Отметим, что из (8) следует возможность перехода к режиму аперриодического роста возмущений при достаточно больших ω_0 .

Время развития ионно-звуковых колебаний оказывается порядка τ_1 , что означает необходимость более точного анализа соответствующего решения (1) при определении достоверной количественной оценки параметров колебаний этого типа. Проведение такого анализа достаточно сложно и здесь не предполагалось.

Таким образом, приведенные результаты свидетельствуют о возможности развития ленгмюровских колебаний в плазменном слое, инициируемых релятивистскими эффектами при индуцированном комптоновском взаимодействии потока излучения с электронами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Илларионов А. Ф. Компанеец Д. А. — ЖЭТФ, 1976, 71, № 5(11), с. 1773.

Ворошиловградский машиностроительный институт

Поступила в редакцию
20 февраля 1984 г.