Список литературы

[1] Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. Основы электродинамики плазмы. М.: Высшая школа, 1988. С. 424.

Институт общей физики
АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию
3 октября 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 1 12 января 1991 г.

04

О МОДУЛЯЦИОННОЙ УСТОЙЧИВОСТИ ИОННО-ЗВУКОВЫХ ВОЛН

Ю.Н. Зайко

Ионно-звуковые волны в неизотермической двухкомпонентной плазме достаточно полно изучены как в линейном, так и в нелинейном приближении [1, 2]. Эта задача недавно вновь привлекла внимание в связи с вопросом о нелинейной генерации волн при опрокидывании крупномасштабного возмущения [3]. Условием применимости результатов [3] является устойчивость ионно-звуковой волны. Однако вычисление нелинейного дисперсионного уравнения в [3] проведено в общем виде, из чего трудно сделать какое-либо заключение о факте устойчивости. В настоящей работе получено нелинейное дисперсионное уравнение (НДУ) ионно-звуковых волн в явном виде и исследован вопрос о модуляционной устойчивости для достаточно высоких температур электронной компоненты.

В общепринятых обозначениях одномерная задача описывается системой уравнений

$$v_t + v v_z = -\frac{e}{m}\varphi_z; \quad n_t + (nv)_z = 0; \quad \varphi_{zz} = -4\pi e\left[n - n_0 \exp\left(\frac{e\varphi}{T}\right)\right], \qquad (1)$$

где v, n – скорость и плотность ионов с зарядом e и массой m, φ – потенциал, T – температура электронов в энергетических единицах. Получим НДУ для решений (1). Для стационарных решений (1) вида $v(\theta)$, $\theta = kz - \omega t$ имеем уравнение

$$\xi_{\theta\theta} + \frac{1}{\xi - 1}\xi_\theta^2 = \frac{\omega_{po}^2}{\omega^2}\frac{1}{\xi - 1}\left\{\frac{\xi_0 - 1}{\xi - 1} - e^{\alpha\left[\psi_0 - \frac{1}{2}(\xi - 1)^2\right]}\right\}, \qquad (2)$$

где $\xi=\frac{k v}{\omega}$, $\xi_0=\frac{k v_0}{\omega}$, $\omega_{p0}^2=\frac{4\pi e^2 n_0}{m}$, $\alpha=\frac{m\omega^2}{k^2 T}$; n_0, v_0 – невозмущенные значения n и v; постоянную ψ_0, входящую в определение потенциала, найдем ниже.

Уравнение (2) имеет решение в квадратурах:

$$\theta=\theta_0 \pm \frac{\omega}{\omega_{p0}} \int \frac{(\xi-1)d\xi}{\sqrt{G-(\xi-\xi_0)^2+(\xi-1)^2+\frac{2}{\alpha}e^{\alpha\psi_0}\left[e^{-\frac{1}{2}\alpha(\xi-1)^2}-1\right]}}, \qquad (3)$$

где $\sqrt{G}$ – амплитуда волны при $\alpha \to 0$. Постоянную ψ_0 определим, исходя из условия, что при одновременном изменении знаков e и φ на противоположные картина колебаний не должна измениться, откуда следует, что колебания φ (и ψ) в волне должны происходить в симметричных пределах. Для этого найдем выражение для точек поворота $\xi_{1,2}$ в (3) с точностью до α. Используя затем выражение для потенциала $\psi=\frac{ek^2}{m\omega^2}\varphi=\psi_0-\frac{1}{2}(\xi-1)^2$ из условия $\psi(\xi_1)=-\psi(\xi_2)$, получим $\psi_0=\frac{1}{2}(\xi_0-1)+\frac{1}{2}G$.

Дисперсионное уравнение $\oint d\theta=2\pi$ с точностью до α (с целью избежать появления нефизических расходимостей) можно записать в виде .

$$2\pi=\pm 4\frac{\omega}{\omega_{p0}}\lim_{G_1\to G}\frac{\partial}{\partial G_1}\int_{\xi_0-\sqrt{G}}^{\xi_0+\sqrt{G}}(\xi-1)d\xi\sqrt{G_1-(\xi-\xi_0)^2+\alpha\left[-\psi_0(\xi-1)^2+\frac{1}{4}(\xi-1)^4\right]} \qquad (4)$$

(постоянная G в ψ_0 не дифференцируется). После вычислений имеем:

$$1=\pm\frac{kv_0-\omega}{\omega_{p0}}\left\{1+\frac{m\omega^2}{k^2T}\left[\frac{1}{2}\left(\frac{kv_0}{\omega}-1\right)^2-\frac{9}{32}G\right]\right\}. \qquad (5)$$

Из (5) при $G\to 0$ следует линейное дисперсионное уравнение $\omega-kv_0=\frac{\pm\omega_{p0}}{1+\frac{1}{2}\left(\frac{k_0}{k}\right)^2}$, которое совпадает с точным [1] при $k\gg k_0$, $k_0^2=\frac{4\pi e^2 n_0}{T}$.

С помощью (5) получаем при $v_0=0$:

$$\frac{\partial\omega}{\partial G}\cdot\left(\frac{\partial^2\omega}{\partial k^2}\right)^{-1}\Bigg|_{G=0}=\frac{9}{32}k^2\,\frac{1+\frac{1}{2}\left(\frac{k_0}{k}\right)^2}{-3+\frac{1}{2}\left(\frac{k_0}{k}\right)^2}. \qquad (6)$$

Из критерия Лайтхилла [4] следует, что рассматриваемые волны модуляционно устойчивы для $k < \frac{k_0}{\sqrt{6}}$. В противоположном случае они неустойчивы, что меняет картину развития модуляционных возмущений в соответствии с общей теорией [4]. Учет $v_0 \neq 0$ при $v_0 \gg \frac{\omega_{p0}}{k}$ дает ту же границу устойчивости.

Список литературы

[1] Электродинамика плазмы / Под ред. Ахиезера А.И. и др. М.: Наука, 1974. 719 с.
[2] Кадомцев Б.Б. Коллективные явления в плазме. М.: Наука, 1976. 238 с.
[3] Гуревич А.В., Крылов А.Л., Эль Г.А. // Физика плазмы. 1990. Т. 16. В. 2. С. 248.
[4] Уизем Дж. Линейные и нелинейные волны. М.: Мир, 1977. 622 с.

Поступило в Редакцию
31 августа 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 1 12 января 1991 г.
05.1

ЭФФЕКТИВНЫЙ РЕЛЬЕФ ПАЙЕРЛСА ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ

Б.В. Петухов

Легирование или создание твердых растворов является одним из наиболее перспективных путей управления механическими свойствами материалов, его воздействие на пластичность интенсивно изучается как экспериментально, так и теоретически (см., например, [1]). Целью настоящей работы является изучение условий реализации кинкового механизма движения дислокаций в твердых растворах и объяснение специфического вида концентрационной зависимости предела текучести в этих материалах.

Ввиду большой жесткости дислокаций по отношению к изгибам, характерный размер дислокационных конфигураций, например, размер кинка (дислокационного перегиба) $d \sim a\left(\frac{G}{\sigma_p}\right)^{1/2}$, как правило, намного превышает период кристаллической решетки a (G – модуль сдвига, σ_p – напряжение Пайерлса). Поэтому в не слишком разбавленных твердых растворах с концентрациями, удовлетворяю-