Краткие сообщения по физике № 4-1988 г.

УДК 533.9

К ТЕОРИИ ТЕПЛОВОГО ДВРМБ В ПЛАЗМЕ

А.В.Максимов, В.П.Силин

Исследована генерация теплового двойного вынужденного рассеяния Мандельштама – Бриллюэна (ДВРМБ) в условиях, когда диссипация возбуждаемых звуковых волн определяется ионной вязкостью и теплопроводностью.

Теория ДВРМБ в полностью ионизованной плазме построена для таких длин волн звуковых возмущений λ, для которых возникновение рассеяния определялось стрикционным механизмом, а диссипация звуковых волн являлась бесстолкновительной /1/. Далее теория была развита /2/ применительно к условиям, когда длина свободного пробега электронов l_{ei} меньше длины волны звука

$$\lambda/2\pi \gg l_{ei} = v_{Te}\tau_{ei}, \tag{1}$$

где $v_{Te} = \sqrt{\kappa T_e/m_e}$ – тепловая скорость электронов; $\tau_{ei} = 3(\kappa T_e)^{3/2} m_e^{1/2} / (4\sqrt{2\pi}\, e^4 n_e Z\Lambda)$ – время свободного пробега электрона. В условиях (1) главной причиной возбуждения ВРМБ является омический нагрев плазмы. В /2/ рассмотрено тепловое ДВРМБ в условиях, когда определяющими процессами звуковой диссипации являются электронная теплопроводность и релаксация температуры, а ионной вязкостью и теплопроводностью можно пренебречь. Это возможно, если помимо (1) выполнено неравенство

$$\lambda/2\pi \gg v_{Ti}(\tau_{ei}\tau_{ii}m_i/m_e Z)^{1/2}, \tag{2}$$

где $v_{Ti} = \sqrt{\kappa T_i/m_i}$ – тепловая скорость ионов; $\tau_{ii} = 3(\kappa T_i)^{3/2} m_i^{1/2}/(4\sqrt{\pi}\, e^4 n_e Z^3 \Lambda)$ – время свободного пробега иона. Условия (1), (2) реализованы в эксперименте /3/. Из /2/ для порога генерации теплового ДВРМБ в условиях, когда звук в плазме адиабатический для ионов и изотермический для электронов (ДВРМБт), получаем следующее выражение для пороговой плотности потока энергии лазерного излучения

$$q_{th} = a n_c (\kappa T_e)^{3/2} m_i^{-1/2} \sin\theta \sqrt{1 - n_e/n_c}\, (1/2\tau_l + 2\tau_l),$$

где $a = 4(Z + 5T_i/3T_e)^{1/2} + 8(T_i/T_e)(0{,}78Z + 0{,}34)^{-1}(Z + 5T_i/3T_e)^{-1/2}$; $n_c = m_e\omega_0^2/4\pi e^2$; θ – угол падения; $\tau_l = n_e l/(n_c c\tau_{ei}\cos\theta\sqrt{1 - n_e/n_c})$ – оптическая толщина слоя плазмы толщиной l. В условиях эксперимента /3/ последняя формула может быть записана в виде $q_{th} \approx \sin\theta \cdot 10^{13}$ Вт/см^2, где $\sin\theta \geqslant 0{,}06$. Данная зависимость порога от угла качественно отличает теорию ДВРМБт /2/ от теории ДВРМБ /1/, непригодной в условиях (1), (2). Такое отличие позволило в работе /2/ устранить отмеченную в /3/ трудность интерпретации эксперимента.

В настоящей работе изложены результаты теории, относящиеся к условиям, в которых выполнено неравенство (1), а затухание возбуждаемого при ДВРМБт звука определяется ионной вязкостью и теплопроводностью. При этом имеем следующие неравенства

$$l_{ei} \ll \lambda/2\pi \ll v_{Ti}(\tau_{ei}\tau_{ii}m_i/m_e Z)^{1/2} = 7Z^{-3/2}A^{1/4}(T_i/T_e)^{5/4} l_{ei}, \tag{3}$$

где $A = m_i/m_p$ – массовое число. В условиях (3) звук в плазме является адиабатическим для ионов и изотермическим для электронов. При этом для скорости звука имеем $v_{ST} = \sqrt{(\kappa/m_i)(ZT_e + 5T_i/3)}$.

В качестве теоретической модели рассмотрим однородный плазменный слой толщиной l $(0 \leqslant x \leqslant l)$, одна из границ которого $(x = l)$ отражает электромагнитные волны с коэффициентом отражения $re^{i\varphi}$, а через другую, прозрачную для волн границу ($x = 0$) падает на плазму s-поляризованная волна накачки с частотой ω_0. Наиболее низкопороговым процессом ДВРМБт является процесс рассеяния на возмущениях плотности δn, бегущих вдоль слоя плазмы (вдоль оси Y) с волновым вектором $2k_0 \sin\theta$ (где $k_0 = (\omega_0/c)\sqrt{1 - n_e/n_c}$) и частотой ω, близкой к звуковой частоте: $\omega = 2k_0 v_{ST} \sin\theta + \Delta\omega$, где $\Delta\omega$ – малая добавка. При этом электрическое поле $E(r, t) = e_Z \mathrm{Re}\,[E(x,y,t)\exp(-i\omega_0 t)]$ состоит из падающей ($\sigma = 1$) и отраженной ($\sigma = -1$) волн накачки $E_{0\sigma}$ и стоксовых рассеянных волн $E_{-1\sigma}$:

$$E(x,y,t) = \sum_{\sigma=\pm 1} [E_{0\sigma}(x)\exp(i\sigma k_0 x\cos\theta + ik_0 y\sin\theta) + E_{-1\sigma}(x)\exp(i\sigma k_0 x\cos\theta - ik_0 y\sin\theta + i\omega t)].$$

В приближении заданной накачки для $E_{0\sigma}(x)$ имеем: $E_{01}(x) = E_0 \exp(-\tau(x)/2)$, $E_{0-1}(x) = E_0 r\exp(i\varphi - \tau_l + \tau(x)/2)$,

$$\tau(x) = n_e x/(n_c c\tau_{ei}\cos\theta\sqrt{1 - n_e/n_c}).$$

Для описания пространственного изменения амплитуд стоксовых волн используем укороченные уравнения

$$\left(\sigma \frac{d}{dx} + \frac{1}{2}\frac{d\tau(x)}{dx}\right)E^*_{-1\sigma}(x) = -\frac{in_e k_0}{2(n_c - n_e)\cos\theta}\, E^*_{0\sigma}(x)\,\delta n(x) \tag{4}$$

с граничными условиями $E_{-11}(0) = 0$; $E_{-1-1}(l) = re^{i\varphi}E_{-11}(l)$. Для амплитуды звуковых возмущений, используя метод Грэда, получаем в области длин волн (3) следующее уравнение:

$$\begin{gathered}[\omega^2 + 2i\gamma_{sa}\omega - (2k_0 v_{ST}\sin\theta)^2]\,\delta n(x) = (2k_0\sin\theta)^2(Z\tau_D/\tau_{ei}) \times \\ \times [E_{01}(x)E^*_{-11}(x) + E_{0-1}(x)E^*_{-1-1}(x)]/(12\pi n_c m_i),\end{gathered} \tag{5}$$

где $\tau_D = (0{,}78 + 0{,}34Z^{-1})(2k_0\sin\theta)^{-2}(v_{Te}l_{ei})^{-1}$ – время электронной теплопроводности; $\gamma_{sa} = [(5/9) + (25/36)(v^2_{Ti}/v^2_{ST})](2k_0\sin\theta)^2 v^2_{Ti}\tau_{ii}$ – декремент затухания звука за счет ионной вязкости и теплопроводности.

Решение краевой задачи (4), (5) дает комплексное дисперсионное уравнение, определяющее инкремент и частоту ДВРМБ как функции волнового вектора возмущения и интенсивности накачки. При слабом поглощении ($\tau_l \ll 1$) дисперсионное уравнение имеет вид:

$$\frac{I\tau_l\omega_0(1 - r^2 + 2r^2\tau_l)\,2k_0 v_{ST}\tau_D\sin\theta}{(\Delta\omega + i\gamma_{sa})(1 + 5T_i/3ZT_e)} = -2\pi n - i\ln\frac{1 + r^2 + 2\tau_l}{2r^2},$$

где $I = E_0^2(48\pi n_c\kappa T_e)^{-1}$; n – целое. Для порога I_a абсолютной неустойчивости ДВРМБт и порогового сдвига частоты отсюда следует

$$\begin{gathered}I_a^{(n)} = \frac{\gamma_{sa}(1 + 5T_i/3ZT_e)}{2k_0 v_{ST}\tau_D\omega_0\tau_l\sin\theta(1 - r^2 + 2r^2\tau_l)}\left[\left(\ln\frac{1 + r^2 + 2\tau_l}{2r^2}\right)^2 + (2\pi n)^2\right]/\ln\left(\frac{1 + r^2 + 2\tau_l}{2r^2}\right), \\ \Delta\omega^{(n)} = -2\pi n\gamma_{sa}/\ln\left(\frac{1 + r^2 + 2\tau_l}{2r^2}\right).\end{gathered} \tag{6}$$

В случае сильного поглощения ($\tau_l \gg 1$) дисперсионное уравнение ДВРМБт принимает вид:

$$\frac{2I\omega_0 k_0 v_{ST}\tau_D \sin\theta}{(\Delta\omega + i\gamma_{sa})(1 + 5T_i/3ZT_e)} = -2\pi n - i(\ln\frac{1}{2r^2} + 2\tau_l).$$

Отсюда для порога возбуждения n-ой моды и порогового сдвига частоты получаем:

$$I_a^{(n)} = \frac{\gamma_{sa}(1 + 5T_i/3ZT_e)}{2k_0 v_{ST}\tau_D\omega_0 \sin\theta} \quad \frac{[2\tau_l - \ln(2r^2)]^2 + (2\pi n)^2}{2\tau_l - \ln(2r^2)},$$

$$\Delta\omega^{(n)} = -2\pi n\gamma_{sa}/[2\tau_l - \ln(2r^2)]. \tag{7}$$

Из формул (6), (7) в случае $r^2 = 1$ для возбуждения основной моды $n = 0$ можно записать интерполяционную формулу

$$\frac{(E_0^2)_{th}}{48\pi n_c \kappa T_e} = \sin^3\theta \ \frac{40k_0^3 v_{Te}^2 v_{Ti}^2 \tau_{ei}\tau_{ii}}{9v_{ST}\omega_0} \ (1 + \frac{5v_{Ti}^2}{4v_{ST}^2}) \ \frac{Z + 5T_i/3T_e}{0{,}78Z + 0{,}34} \ (\frac{1}{2\tau_l} + 2\tau_l). \tag{8}$$

Выше пренебрегалось влиянием возникающей в поле падающей и отраженной волн накачки стационарной модуляции плотности плазмы с волновым вектором $2k_0\cos\theta$. Такое пренебрежение возможно при условии:

$$(2k_0 v_{ST}\sin\theta/\gamma_{sa})\,\mathrm{ctg}^2\theta \gg \max[1;\ 2\pi n/\ln[(1/2) + (1/2r^2)\exp(2\tau_l)]]. \tag{9}$$

При нарушении неравенства (9) пространственная модуляция плотности плазмы волной накачки ведет к подавлению ДВРМБт.

В заключение остановимся на вопросе о возможности описания ДВРМБт полученными ранее соотношениями в условиях эксперимента /4/. В нем использовалось излучение с длиной волны $\lambda_0 = 10{,}6$ мкм; характерные параметры плазмы следующие: $n_e = 0{,}16\ n_c$, линейный размер $l = 16$ мм, кратность ионизации $Z = 1$, начальная температура $T_e = T_i = 10$ эВ. Этим параметрам отвечает следующая форма неравенства (3): $7 \gg 0{,}6/\sin\theta \gg 1$. Соответственно неравенство (9) принимает вид: $0{,}6\cos^2\theta/\sin^3\theta \gg 1$. Отсюда видно, что для углов падения излучения на плазму $5^\circ < \theta < 35^\circ$ в условиях эксперимента /4/, дополненных наличием поверхности, отражающей излучение, может реализоваться абсолютная неустойчивость ДВРМБт, связанная с возбуждением такого звука, затухание которого определяется ионной вязкостью и теплопроводностью. Поскольку параметрам /4/ отвечает $\tau_l > 1$, то согласно (8) для минимального порога абсолютной неустойчивости ДВРМБт имеем оценку $q_{th} \approx 2\cdot 10^{12}(\sin\theta)^3/\cos\theta$ Вт/см^2. Это значение не только достигается, но и оказывается существенно превышено в эксперименте /4/.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зозуля А. А., Силин В. П., Тихончук В. Т. ЖЭТФ, 86, 1296 (1984).
2. Максимов А. В., Силин В. П. Препринт ФИАН № 226, М., 1987.
3. Banfi G. P. Z. Phys. B., 62, 51 (1985).
4. Kronast B. Int. Conf. on Plasma Phys., 1984, Lausanne, Switzerland, v. II, p. 21-9.

Поступила в редакцию 11 января 1988 г.