

π -СОСТОЯНИЯ ДВОЙНОГО ВЫНУЖДЕННОГО РАССЕЯНИЯ МАНДЕЛЬШТАМА—БРИЛЛЮЭНА

М.В. Чеготов

УДК 533.9

Получены новые состояния ДВРМБ, отвечающие дополнительному сдвигу фазы зеркально отраженного от плазмы излучения по сравнению с линейным отражением на π . Показано, что такие π -состояния имеют только жесткий режим возбуждения.

В работах [1,2] было выяснено, что на пороге ДВРМБ возбуждается основное стационарное нелинейное состояние, которое характеризуется: 1) двумя частотами в отраженном от плазмы излучении — частотой зеркально отраженного излучения, равной частоте накачки, и частотой стоксовой компоненты; 2) не зависящими от времени коэффициентами зеркального отражения R_0 и рассеяния назад R_{-1} от слоя плазмы. При этом фаза коэффициента зеркального отражения R_0 равна $\chi = 2 \int_0^{x_t} dx k_{Ox}(x) + \varphi$, где первое слагаемое — длина оптического пути волны накачки от входа в слой $x = 0$ до точки поворота $x = x_t$ и обратно, а φ — сдвиг фазы при отражении излучения от задней границы слоя.

В настоящей работе найдены новые нелинейные стационарные состояния ДВРМБ, при которых фаза коэффициента зеркального отражения R_0 равна $\chi + \pi$. Такие состояния (назовем их π -состояниями) отличаются от ранее исследованных в [1,2], тем, что могут существовать только при конечных значениях R_{-1} . Ниже показано, что в условиях π -состояния волна накачки в плазме сильно меняет свою амплитуду даже при малых R_{-1} (см. формулу (5)).

Система уравнений, описывающих ДВРМБ s-поляризованной волны накачки в слое толщины x_t , имеет вид: [1/

$$\sigma \frac{\partial E_{0\sigma}}{\partial x} = - \frac{\omega_{Le}^2(x)}{2k_{Ox}(x)c^2} \nu_1 E_{-1\sigma}, \quad \sigma \frac{\partial E_{-1\sigma}}{\partial x} = \frac{\omega_{Le}^2(x)}{2k_{Ox}(x)c^2} \nu_1^* E_{0\sigma}, \quad (1)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \gamma_s\right) \nu_1 = \frac{\omega \omega_0 \cos \theta_0}{32\pi n_c \kappa_B \Gamma \text{Тск}_{\text{ОХ}}} \sum_{\sigma=\pm 1} e^{-\sigma \tau(x)} E_{0\sigma} E_{-1\sigma}^* \quad (2)$$

с граничными условиями

$$E_{-11}(0,t) = 0, \quad E_{01}(0,t) = E_0(t), \quad (3)$$

$$E_{-1-1}(x_t, t) = \tilde{\gamma} e^{iX} E_{-11}(x_t, t), \quad E_{0-1}(x_t, t) = \tilde{\gamma} e^{iX} E_{01}(x_t, t).$$

Система (1) с учетом граничных условий (3) в $x = 0$ имеет следующие первые интегралы (ср. /1/) ($R_\mu(t) = E_{\mu-1}(0,t)/E_0(t)$, $\mu = 0, -1$):

$$|E_{01}|^2 + |E_{-11}|^2 = |E_0|^2,$$

$$\frac{E_{-1-1}}{E_0} = R_{-1} \frac{E_{01}^*}{E_0^*} - R_0 \frac{E_{-11}}{E_0}, \quad \frac{E_{0-1}}{E_0} = R_0 \frac{E_{01}}{E_0} + R_{-1} \frac{E_{-11}^*}{E_0^*}. \quad (4)$$

Из соотношений (4) с учетом граничных условий (3) в точке $x = x_t$ получим $|R_0|^2 + |R_{-1}|^2 = \tilde{\gamma}^2$ и $R_0(t) = e^{2iX} R_0^*(t)$. Из последнего равенства имеем $R_0(t) = \pm e^{iX} |R_0(t)|$. Решение $R_0(t) = e^{iX} |R_0(t)|$ уже обсуждалось в /1,2/. Случай $R_0(t) = -e^{iX} |R_0(t)|$ обсуждается здесь впервые. Он отвечает дополнительному по сравнению с χ сдвигу фазы зеркально отраженного излучения на π после прохождения накачки через слой.

Прежде всего рассмотрим с помощью соотношений (4) вопрос об отличии поведения электрических полей вблизи задней границы слоя в случае π -состояния и обычного состояния ДВРМБ. Для π -состояния имеем

$$|E_{01}(x_t, t)|^2 = |E_0|^2 |R_{-1}|^2 [2\tilde{\gamma}(\tilde{\gamma} + |R_0|)]^{-1}, \quad (5)$$

в то время как для обычного состояния $|E_{01}(x_t, t)|^2 = |E_0|^2 (\tilde{\gamma} + |R_0|) (2\tilde{\gamma})^{-1}$. Из (5) следует, что для π -состояния всегда выполняется неравенство $|E_{01}(x_t, t)|^2 \leq (1/2) |E_{01}(0,t)|^2$, причем при $|R_{-1}| \ll \tilde{\gamma}$ $|E_{01}(x_t, t)| \approx \approx |E_0| |R_{-1}| / (2\tilde{\gamma})$. Таким образом, электрические поля π -состояния существенно изменяются на протяжении слоя.

Рассмотрим далее стационарные ($E_{-1\mu}(x,t)/E_0, R_{-1}(t) \propto \exp(i\lambda\gamma_S t)$) π -состояния ДВРМБ в однородном ($n(x) = \text{const}$) слое без поглощения ($\tau = 0$). Для функции

$$u(x) = E_{-11}^*(x,t) E_0 R_{-1}(t) / E_0^* E_{01}(x,t) (re^{iX} - R_0)$$

получим

$$du/dx = \frac{\kappa/x_t}{1 + i\lambda} [-|R_0|(r - |R_0|) + u(1 + |R_{-1}|^2 - |R_0|^2) + |R_0|(r + |R_0|)u^2], \quad (6)$$

$$u(0) = 0, u(x_t) = 1, \quad (7)$$

где $\kappa = |E_0|^2 \omega \omega_0 \omega_L^2 \cos \theta_0 x_t / (64\pi \epsilon_0 \kappa_B \gamma_S k_{ox}^2 c^3)$ — коэффициент усиления ВРМБ. Решение уравнения (6), удовлетворяющее (7) в точке $x = 0$, имеет вид:

$$u(x) = -2 \frac{|R_0||R_{-1}|^2}{r + |R_0|} \left[|R_0|^2 - |R_{-1}|^2 - 1 + 2q \text{ch} \left(\frac{q\kappa}{1 + i\lambda} \frac{x}{x_t} \right) \right]^{-1}, \quad (8)$$

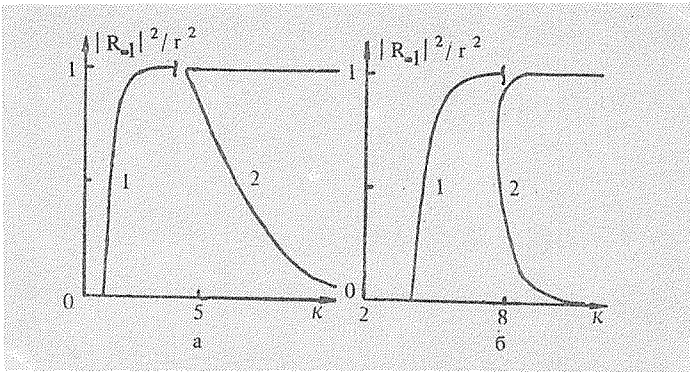
где $q = [(1 + r^2)^2/4 - |R_0|^2]^{1/2}$. Подставляя (8) в граничное условие (7) в точке $x = x_t$, получим

$$2q\kappa = U_\pi(|R_0|) (1 + \lambda^2 (|R_0|)), \quad \lambda(|R_0|) = \pi(2N - 1)/U_\pi(|R_0|), \quad (9)$$

где $U_\pi(|R_0|) = \ln[(2q + 1 + r^2 - 2r|R_0|)^2 / (4(1 + r^2)|R_0|(r - |R_0|))] > 0$; N — целое число. Рассмотрим поведение функции $U_\pi(|R_0|)$ на интервале $(0, r)$ в крайних его точках $|R_0| = r$ и $|R_0| = 0$:

$$U_\pi(|R_0| \rightarrow 0) = \ln \frac{1 + r^2}{r|R_0|}, \quad U_\pi(|R_0| \rightarrow r) = \ln \frac{(1 - r^2)^2 / (1 + r^2)}{r(r - |R_0|)} \quad (10)$$

Из формул (10), (9) следует, что R_{-1} для π -состояний не равен нулю ни при каких значениях интенсивности накачки. Следовательно, возбуждение таких состояний может быть только жестким.



Р и с. 1. Зависимость $|R_{-1}|^2$ от κ для основной моды ДВРМБ (1) и первой π -моды (2) при $r^2 = 0,5$ (а) и $0,01$ (б).

Порог нулевой обычной моды, описываемой соотношением

$$2q\kappa = U = \ln \left[(2q + 1 + r^2 + 2|R_0|r)^2 / [4(1 + r^2)|R_0|(r + |R_0|)] \right],$$

всегда ниже порогов жесткого возбуждения π -мод. Это следует из неравенства $U_\pi - U > 0$. Далее из формулы (9) найдем зависимость коэффициента зеркального отражения $|R_0|$ от κ при сравнительно малых $r^2 < 4 \exp(-\pi|2N - 1|)$:

$$|R_0| = \frac{r}{2} \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{4}{r^2} \exp \left[-\frac{\kappa}{2} - \sqrt{\frac{\kappa^2}{4} - \pi^2 (2N - 1)^2} \right]} \right). \quad (11)$$

Порог жесткого возбуждения в этом случае определяется соотношением

$$\kappa_{th,h,N} = \ln(4/r^2) + \pi^2 (2N - 1)^2 / \ln(4/r^2), \quad (12)$$

а значение коэффициента зеркального отражения на пороге (12) равно

$$|R_0|_{th,h,N} = r/2. \quad (13)$$

При $r^2 > 4 \exp(-\pi|2N - 1|)$ порог жесткого возбуждения становится равным

$$\kappa_{\text{th,h,N}} = 2\pi|2N - 1|/(1 + r^2). \quad (14)$$

При этом на пороге (14)

$$|R_0|_{\text{th,h,N}} = (r/2) [1 - \sqrt{1 - 4(1 + r^2)/r^2 \exp(-\pi|2N - 1|)}]. \quad (15)$$

Зависимость $|R_{-1}|^2/r^2$ от κ показана на рис. 1 при $N = 1$ и разных значениях r^2 .

Полученные выше результаты можно обобщить на случай неоднородной плазмы с сильным поглощением электромагнитного излучения. Для этого достаточно /1/ в формулах (11) – (15) пренебречь r^2 по сравнению с 1, заменить r на $\tilde{r} = re^{-\tau}$ и κ на выражение $|E_0|^2 \omega \omega_0 \cos \theta_0 / [64\pi n_c \kappa_B T \gamma_s c^3] \times \int_0^t dx \omega_{Le}^2(x) / \kappa_{\text{ох}}^2(x) e^{-\tau(x)}$. Порог жесткого возбуждения первой π -моды в неоднородной плазме ниже порога возбуждения первой обычной моды при $\tau < (1/2)[\pi(2 + \sqrt{3}) - \ln 4] \approx 5,2$ ($r = 1$), что выполняется в типичных условиях экспериментов по взаимодействию лазерного излучения с плазмой.

Поступила в редакцию 17 мая 1985 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Chegotov M. V. et al., Preprint FIAN № 244, М., 1984.
2. Зозуля А. А., Силян В. П., Тихончук В. Т. Письма в ЖЭТФ, 38, 48 (1983).