01; 06.3

УСТОЙЧИВОСТЬ СТАЦИОНАРНЫХ СОСТОЯНИЙ ПРИ ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОМ СМЕШЕНИИ В ФОТОРЕФРАКТИВНОЙ СРЕДЕ

А.А. Зозуля, В.Т. Тихончук

Исследована устойчивость стационарных нелинейных состояний относительно амплитудных возмущений при анизотропном четырехволновом смешении (ЧВС) в фоторефрактивной (ФР) среде для нелокального характера отклика.

Исследование схем ЧВС в ФР средах привлекает внимание в связи с задачами оптической обработки информации и преобразования световых пучков. Появление первых экспериментальных работ [1], нацеленных на создание оптических бистабильных элементов на основе ЧВС в ФР средах, требует исследования устойчивости стационарных нелинейных состояний.

Впервые устойчивость стационарных состояний при ЧВС исследовалась применительно к ВРМБ в лазерной плазме [2]. Устойчивость стационарных состояний при ЧВС в ФР средах не исследовалась.[1]

В работе [5] показана возможность существования многозначных стационарных нелинейных состояний при анизотропном ЧВС в ФР кристалле. Для доказательства существования в данной схеме бистабильности необходимо исследование этих состояний на устойчивость. В настоящей работе найдены границы области устойчивости стационарных состояний. Показано, что бистабильность возможна только при умеренных значениях нелинейности. В пределе сильной нелинейности всегда имеется лишь одно устойчивое состояние, причем при определенном соотношении между интенсивностями сигнальной и опорных волн в системе имеет место скачкообразное изменение интенсивности отраженной волны.

Система уравнений, описывающих динамику анизотропного ЧВС в слое ФР среды толщины l ($0 \leq x \leq l$) включает в себя [5] укороченные уравнения для амплитуд четырех электромагнитных волн A_j (j = 1–4):

$$\frac{\partial}{\partial x}A_1 = -\nu A_4, \quad \frac{\partial}{\partial x}A_2^* = \nu A_3^*, \quad \frac{\partial}{\partial x}A_3 = -\nu A_2, \quad \frac{\partial}{\partial x}A_4^* = \nu A_1^* \tag{1}$$

и релаксационное уравнение для амплитуды решетки нелинейного показателя преломления ν :

---

[1] Исключение составляют работы [3, 4], одна из которых [3] содержит только численные расчеты, а другая [4]- ошибочные утверждения.

$$\left(\tau\frac{\partial}{\partial t}+1\right)\nu=\frac{\gamma}{I_0}\left(A_1A_4^*+A_2^*A_3\right), \qquad (2)$$

где τ – время релаксации, γ – константа нелинейной связи, $I_0 = \sum_{j=1}^{4}|A_j|^2$ – полная интенсивность всех волн. Система (1), (2) должна быть дополнена граничными условиями $A_1(0,t)=a_1, A_4(0,t)=a_4, A_2(l,t)=a_2, A_3(l,t)=0$. В случае нелокального отклика $(Jm\gamma=0)$ для амплитудных возмущений без ограничения общности все поля A_j можно считать действительными и система (1), (2) с помощью интегралов $d_1=A_1^2+A_4^2$, $d_2=A_2^2+A_3^2$, $c(t)=A_1A_2-A_3A_4$, $c_2(t)=A_1A_3+A_2A_4$ может быть сведена к одному уравнению

$$\left(\tau\frac{\partial}{\partial t}+1\right)\frac{\partial}{\partial x}\psi(x,t)+\gamma\frac{Q(t)}{I_0}\sin\psi=0 \qquad (3)$$

для функции

$$\psi(x,t)=2\,\mathrm{arctg}\frac{A_1(x,t)}{A_4(x,t)}-\mathrm{arctg}\frac{2cc_2}{c_2^2-c^2+d_1^2},$$

где $Q(t)=\sqrt{I_0^2-4c^2(t)}$. Известное [5] стационарное нелинейное решение (1), (2) следует из (3) при $\partial/\partial t = 0$ и имеет вид:

$$\mathrm{tg}\left(\psi^{(0)}(0)/2\right)=\mathrm{tg}\left(\psi^{(0)}(l)/2\right)\exp\left(\frac{\gamma Q^{(0)}}{I_0}l\right)$$

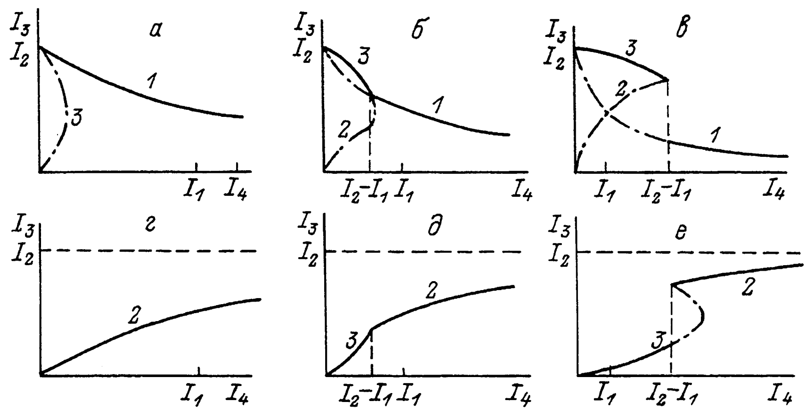
(параметры стационарного состояния обозначаем индексом "0"), что тождественно может быть переписано в виде следующего трансцендентного уравнения для определения интеграла системы $c^{(0)}$:

$$I_1\left(Q^{(0)2}-\Delta^2\right)\left(Q^{(0)}-I_0T\right)^2=I_4\left(I_0^2-Q^{(0)2}\right)\left(Q^{(0)}-\Delta T\right)^2, \qquad (4)$$

где $I_j=a_j^2\,(j=1\text{-}4)$, $I_0=d_1+d_2=I_1+I_2+I_4$, $\Delta=d_2-d_1=I_2-I_1-I_4$, $T=\mathrm{th}(\gamma l Q^{(0)}/2I_0)=\mathrm{th}(\mu l)$. Знание $c^{(0)}$ позволяет с помощью граничных условий и интегралов системы однозначно восстановить все параметры стационарного состояния.

Для исследования устойчивости этого состояния линеаризуем (3) относительно малых возмущений $\psi(x,t)=\psi^{(0)}(x)+\mathrm{Re}\left[\delta\psi(x)\exp(-ift/\tau)\right]$. Решая уравнение для $\delta\psi(x)$ и удовлетворяя линеаризованным граничным условиям, получаем дисперсионное уравнение для определения комплексной частоты $f=f'+if''$:

$$\left(I_0\Delta-Q^{(0)2}\right)=\left(I_0\Delta+Q^{(0)2}\right)\left(\frac{\sin\psi^{(0)}(l)}{\sin\psi^{(0)}(0)}\right)^{1/1-if}+ \qquad (5)$$
$$+\frac{2I_2Q^{(0)}}{1-if}\sin\psi^{(0)}(l)\int_{\psi^{(0)}(0)}^{\psi^{(0)}(l)}dy\left(\frac{\sin\psi^{(0)}(l)}{\sin y}\right)^{1/1-if},$$



Стационарные зависимости интенсивности отраженной волны I_3 от интенсивности сигнальной волны I_4 для случаев положительной $\gamma l \gg 1$ (а–в) и отрицательной $\gamma l \ll -1$ (г–е) константы связи при различном соотношении между интенсивностями опорных волн: $I_2 < I_1$ (а, г), $I_1 < I_2 < 2I_1$ (б, д), $I_2 > 2I_1$ (в, е). Сплошными линиями показаны устойчивые решения, штрих-пунктирными – неустойчивые. Номера у кривых отвечают различным ветвям стационарного решения, указанным в тексте.

где $\sin\psi^{(0)}(l) = 2c^{(0)}c_2^{(0)}/I_2Q^{(0)}$, $\sin\psi^{(0)}(0) = 2\left[\sqrt{I_1I_4}\left(d_1 - 2c^{(0)^2}\right) + c^{(0)}c_2^{(0)}(I_1 - I_4)\right] \times d_1^{-2}Q^{(0)^{-1}}$. Неустойчивости стационарного состояния отвечают решения уравнения (5) с $f'' > 0$, при этом возможность существования действительной части частоты f' является принципиальной [2]. Ошибка работы [4], исследовавшей ЧВС в ФР среде на отличном от рассматриваемого здесь фотогальваническом механизме нелинейности, состояла в навязывании возмущениям чисто апериодической зависимости от времени $f' = 0$.

Исследуем устойчивость стационарных решений в пределе больших коэффициентов связи $|\gamma l| \to \infty$. Зависимости интенсивности $I_3 = A_3^2$ (0) выходящей из кристалла волны 3 от интенсивности сигнальной волны I_4 для стационарного состояния приведены на рисунке. Стационарным решениям на ветвях 1 и 2 $I_3^{(1)} = I_1I_2(I_1 + I_4)^{-1}$, $I_3^{(2)} = I_2I_4(I_1 + I_4)^{-1}$ отвечают экспоненциально малые значения $\sin\psi^{(0)}(l) \sim \exp(-2|\mu l|)$. При этом слагаемое в правой части (5) мало, знак f'' определяется знаком $(I_0\Delta - Q^{(0)2})/(I_0\Delta + Q^{(0)2})$; ветви 1, 2 устойчивы при $I_4 > I_2 - I_1$ и неустойчивы при выполнении обратного неравенства. Стационарным решениям на ветвях 3 $I_3^{(3)} = (I_2/2) \pm \sqrt{(I_2/2)^2 - I_1I_4}$ отвечают экспоненциально малые значения $\sin\psi^{\circ}(0)$. Как и в предыдущем случае, второе слагаемое в правой части (5) оказывается малым; при $I_4 > I_2 - I_1$ эти ветви неустойчивы, при выполнении обратного неравенства устойчивы. Отдельного рассмотрения требуют области пересечения кривых, описываемых различными формулами, а также область $I_4 \to 0$, результаты этого рассмотрения подтверждают сказанное выше. Таким образом, в пределе сильной нелинейности $|\gamma l| \to \infty$ в переменных I_3, I_4 несмотря на существование многозначных решений, бистабильность отсутствует. Появления бистабильных решений можно ожидать при умеренных значениях $|\gamma l| \gtrsim \pi$, когда, например, в области малых значений I_4 наряду с ветвями 1 (рисунок, а) или 3 (рисунок, б, в) становятся устойчивыми также нижние части ветвей 3 (рисунок, а) или 2 (рисунок, б, в).

Литература

[1] Kwong S.K., Yariv A. // Opt. Lett. 1986. V. 11. P. 377.
[2] Силин В.П., Тихончук В.Т., Чеготов М.В. // Физика плазмы. 1986. Т. 12. С. 350.
[3] Gauthier D.J., Narum P., Boyd R.W.// Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. P. 1640.
[4] Одулов С.Г., Стурман Б.И. // ЖЭТФ, 1987. Т. 92. С. 2016.
[5] Shaw K.D., Cronin-Golomb M. // Opt. Commun. 1988. V. 65. P. 301.

Физический институт
им. П.Н. Лебедева АНСССР,
Москва

Поступило в Редакцию
18 сентября 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 3 12 февраля 1989 г.

01; 03

НОВЫЙ МЕХАНИЗМ МАССОПЕРЕНОСА В СИСТЕМЕ ГАЗ-АДСОРБАТ-ТВЕРДОЕ ТЕЛО

А.В. Просянов, В.Д. Борман,
С.Ю. Крылов, Б.И. Николаев

Хотя неравновесные явления в газах, в частности, течение газов в каналах, считаются в принципе понятными, в литературе имеется целый ряд экспериментальных данных, необъяснимых с микроскопической точки зрения. В частности, для физически адсорбирующихся газов, когда при течении в мелкопористых фильтрах восстанавливаемые из эксперимента [1] значения активационного барьера поверхностной диффузии ($\mathcal{E}$) оказывались неразумно большими (порядка энергии активации десорбции), что противоречит результатам прямых исследований [2] поверхностного переноса. К тому же, значения $\mathcal{E}$ получались разными для фильтров из одинакового материала, но с разным средним диаметром пор. Как было недавно