

Формирование и устойчивость оптических поверхностных волн на границе раздела металл – фоторефрактивный кристалл с дрейфовой и диффузионной компонентами нелинейного отклика

В.А.Алешкевич, В.А.Выслоух, А.А.Егоров, Я.В.Карташов

Рассмотрены особенности распространения поверхностных волн на границе раздела металл–фоторефрактивный кристалл, численно найдены профили этих волн и исследованы направляющие свойства границы раздела. Исследована устойчивость поверхностных мод и показано, что для оценки устойчивости применим критерий Вахитова–Колоколова.

Ключевые слова: поверхностные волны, фоторефракция, диффузионная нелинейность.

1. Введение

Одна из классических задач нелинейной оптики – задача о распространении лазерного пучка вблизи границы раздела двух сред с различными оптическими свойствами. Наиболее интересным с практической точки зрения представляется случай границ раздела сред, хотя бы одна из которых является нелинейной. Особенности взаимодействия лазерного пучка с границей раздела существенно зависят от типа нелинейности сред, образующих границу. Границы керровских сред (в том числе линейная – нелинейная [1, 2] и нелинейная – нелинейная [3]), материалов с квадратичной нелинейностью [4], а также граница керровская среда – среда с поглощением [5] ранее уже неоднократно рассматривались. С математической точки зрения задача о взаимодействии лазерного пучка с границей раздела сводится к нахождению определенного класса решений нелинейного уравнения Шредингера с коэффициентами, зависящими от поперечных координат. Отсутствием трансляционной симметрии в поперечном направлении обусловлено возникновение нелинейных поверхностных волн – солитонов, локализованных на неоднородностях среды. При этом важны как устойчивость новых образований, так и их свойства по отношению к взаимодействию с движущимися волновыми пакетами. Отсутствие трансляционной симметрии не позволяет применять для решения подобных задач методы обратной задачи рассеяния.

С практической точки зрения большой интерес представляет также исследование взаимодействия лазерного излучения с границами раздела, скомпонованными из сред со сложными нелинейностями. Значительные достижения [6, 7] в области генерации солитонов в фоторефрактивных кристаллах, обладающих высокими нелинейностями при весьма низких интенсивностях лазерного излучения, обусловили исследования фоторефрактивных поверхностных волн. В работе [8] впервые были рассмотрены особенности формирования распределенных (т.е.,

вообще говоря, обладающих бесконечной энергией) поверхностных волн вблизи границы раздела фоторефрактивного кристалла с чисто диффузионной (логарифмической) нелинейностью и линейной среды (диэлектрик или металл). Формирование поверхностной волны в этом случае обусловлено интерференцией и энергообменом между волнами, отраженными от границы раздела и от брэгговской решетки, формирующейся в объеме кристалла. Позднее в работах [9–11] поверхностное распространение лазерного пучка при наличии как дрейфовой, так и диффузионной компонент нелинейного отклика фоторефрактивного кристалла (в случае высокой темновой проводимости) было интерпретировано как результат баланса самоискривления пучка, возникающего благодаря диффузионной компоненте нелинейного отклика, и отражения пучка [12].

В настоящей работе рассматриваются локализованные поверхностные волны на границе раздела металл–фоторефрактивный кристалл с дрейфовой и диффузионной компонентами нелинейного отклика при произвольных интенсивности светового поля и эффективной темновой проводимости. Получены профили поверхностных мод и исследованы волноводные свойства границы раздела. Отдельное внимание уделено не рассматривавшемуся ранее вопросу об устойчивости фоторефрактивных поверхностных волн. Проведено обобщение известного линейного метода анализа устойчивости [2, 13–24] на случай фоторефрактивной среды с диффузионной компонентой нелинейного отклика.

2. Теоретическая модель

Рассмотрим распространение щелевого (бесконечно в направлении оси y и ограниченного в направлении оси x) пучка вдоль оси z вблизи границы раздела между металлом, занимающим полупространство $x \geq 0$, и фоторефрактивной средой с дрейфовой и диффузионной компонентами нелинейного отклика, занимающей полупространство $x < 0$. Лазерный пучок поляризован вдоль оси y . Металл считается идеальным, т.е. толщина скин-слоя, реально имеющая порядок длины волны, предполагается равной нулю. Наличие металла в этом случае приводит к чисто геометрическому условию обращения

поля световой волны в нуль в полупространстве $x \geq 0$, при этом распространение пучка описывается стандартным укороченным волновым уравнением для нормированной комплексной амплитуды поля $q(\eta, \xi)$:

$$i \frac{\partial q}{\partial \xi} = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2 q}{\partial \eta^2} - \frac{q|q|^2}{1+S|q|^2} + \mu \frac{q}{1+S|q|^2} \frac{\partial |q|^2}{\partial \eta} \quad \text{при } \eta < 0, \\ q = 0 \quad \text{при } \eta \geq 0, \quad (1)$$

где $q(\eta, \xi) = (L_{\text{dif}}/L_{\text{ref}})^{1/2} A(\eta, \xi) I_{\text{dark}}^{-1/2}$ – безразмерная комплексная амплитуда светового поля; $A(\eta, \xi)$ – медленно меняющаяся огибающая светового поля; $\eta = x/x_0$ – нормированная поперечная координата; x_0 – характерный поперечный масштаб (например, радиус входного пучка); $\xi = z/L_{\text{dif}}$ – нормированная продольная координата; $L_{\text{dif}} = k_0 x_0^2$ – дифракционная длина, соответствующая x_0 ; $k_0 = n\omega/c$ – волновое число; n – невозмущенный показатель преломления фоторефрактивной среды; ω – несущая частота оптического излучения; $L_{\text{ref}} = 2(k_0 r_{\text{eff}} \times n^2 E_0)^{-1}$ – длина нелинейной рефракции; r_{eff} – эффективный электрооптический коэффициент; E_0 – напряженность внешнего статического поля, приложенного к фоторефрактивной среде; I_{dark} – эффективная темновая интенсивность; параметр $S = L_{\text{ref}}/L_{\text{dif}}$ определяет относительный вклад дрейфовой компоненты нелинейного отклика; параметр $\mu = k\Theta/(ex_0 E_0)$ определяет относительный вклад диффузионной компоненты нелинейного отклика; Θ – температура фоторефрактивной среды; k – постоянная Больцмана; e – заряд свободных носителей с учетом их знака (положительный для дырок и отрицательный для электронов).

Первый член в правой части укороченного волнового уравнения (1) описывает дифракционное расплывание лазерного пучка, второй – его самофокусировку под действием локальной дрейфовой компоненты нелинейного отклика фоторефрактивной среды, возникающей благодаря линейному электрооптическому эффекту во внешнем статическом поле E_0 . Последний член в правой части (1) описывает самоискривление лазерного пучка под действием диффузионной компоненты нелинейного отклика среды в результате стимулированного переноса энергии из высокочастотных пространственных гармоник пучка в низкочастотные. Формирование поверхностных мод на границе раздела металл – фоторефрактивный кристалл возможно в результате компенсации отражения пучка от границы и его самоискривления в направлении границы раздела. Типичные для эксперимента значения параметров S и μ в кристалле SnBaNb составляют ~ 1.0 и ~ 0.1 соответственно для пучков He-Ne-лазера с интенсивностью ~ 3 мВт/см² на длине волны $\lambda = 633$ нм при радиусе входного лазерного пучка $x_0 \sim 50$ мкм, электрооптическом коэффициенте кристалла $r_{\text{eff}} = 2.5 \cdot 10^{-10}$ м/В, невозмущенном показателе преломления $n = 2.35$, температуре кристалла $T = 300$ К и напряженности внешнего статического поля $E_0 = 6 \cdot 10^3$ В/м.

3. Профили стационарных поверхностных волн

В этом разделе на основе укороченного уравнения (1) мы будем искать профили стационарных (т.е. распространяющихся без искажения) поверхностных мод на границе раздела между металлом и нелинейной фото-

рефрактивной средой. Записывая амплитуду поля волны в виде $q(\eta, \xi) = \rho(\eta) \exp(ib\xi)$ и подставляя это выражение в уравнение (1), получаем обыкновенное дифференциальное уравнение второго порядка для вещественной огибающей $\rho(\eta)$:

$$\frac{d^2 \rho}{d\eta^2} = 2b\rho - \frac{2\rho^3}{1+S\rho^2} + \frac{4\mu\rho^2}{1+S\rho^2} \frac{d\rho}{d\eta} \quad \text{при } \eta < 0, \\ \rho = 0 \quad \text{при } \eta \geq 0, \quad (2)$$

где b – вещественная постоянная распространения. Благодаря наличию диффузионной компоненты и насыщению нелинейного отклика фоторефрактивной среды уравнение (2) не допускает аналитического решения и его необходимо интегрировать численно, например с помощью метода стрельбы, позволяющего свести двухточечную краевую задачу к задаче Коши. Поскольку напряженность поля в области металла равна нулю, то исходную точку интегрирования удобно брать на границе раздела сред. Начальные условия, отвечающие непрерывности на границе раздела сред тангенциальной компоненты электрического поля и нормальной компоненты вектора магнитной индукции, имеют при этом вид $\rho(\eta = -0) = 0$ и $d\rho(\eta = -0)/d\eta = m$, где m – варьируемый параметр, определяющий силу нелинейных эффектов. Варьируя параметры b , m , μ и S и интегрируя уравнение (2), мы получали различные профили поверхностных волн на границе раздела металл – фоторефрактивная среда. Отметим, что поверхностные волны в нашем случае могут существовать лишь при $\mu > 0$.

Возможные классы решений уравнения (2) легко найти, исходя из весьма общих соображений, основанных на аналогии уравнения (2) для огибающей поверхностной волны с уравнением, описывающим движение механической частицы в потенциальной яме с нелинейной диссипацией, где роль смещения играет огибающая волны ρ , а роль времени – поперечная координата η . Легко убедиться, что в фоторефрактивной среде ($\eta < 0$) уравнение (2) может быть записано в виде

$$\frac{d}{d\eta}(U + T) = \frac{4\mu\rho^2}{1+S\rho^2} \left(\frac{d\rho}{d\eta} \right)^2, \quad (3)$$

где

$$U = \left(\frac{1}{S} - b \right) \rho^2 - \frac{1}{S^2} \ln(1+S\rho^2), \quad T = \frac{1}{2} \left(\frac{d\rho}{d\eta} \right)^2$$

– соответственно потенциальная и кинетическая энергии частицы единичной массы, а правая часть уравнения (3) описывает силу нелинейного трения, пропорциональную квадрату скорости частицы $d\rho/d\eta$. Типичные формы потенциальной ямы $U(\rho)$ для разных значений параметра S и постоянной распространения b изображены на рис.1. Потенциальная яма симметрична относительно точки $\rho = 0$, поэтому на рис.1 изображена лишь ее часть, соответствующая положительным ρ . Форма потенциальной ямы качественно меняется при смене знака постоянной распространения, что влияет на характер возможных движений, описываемых уравнением (3), и на профили соответствующих поверхностных волн.

При отрицательных $b < 0$ потенциальная яма имеет единственную устойчивую стационарную точку $\rho = 0$

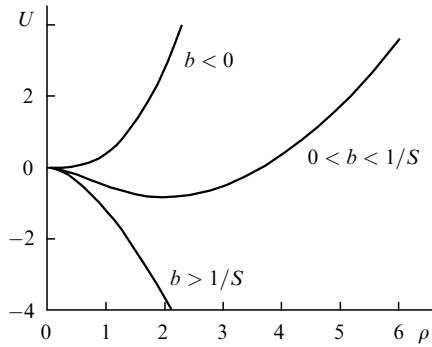


Рис.1. Типичные формы потенциальной ямы $U(\rho)$ для различных соотношений между параметром S и постоянной распространения b при $S = 1$ и $b = -0.1$ ($b < 0$), 0.8 ($0 < b < 1/S$), 1.5 ($b > 1/S$).

(см. рис.1). Частица с ненулевой исходной энергией $U + T$ будет совершать в этом случае затухающие колебания (при изменении η от нуля до $-\infty$), переходя из области положительных ρ в область отрицательных ρ и постепенно «скатываясь» при этом в устойчивое положение равновесия $\rho = 0$, что соответствует уже известным *распределенным* поверхностным волнам [8]. Профили подобных волн показаны на рис.2. Однако численное интегрирование и линейный анализ уравнения (2) при малых амплитудах ρ показывают, что распределенные поверхностные волны, вообще говоря, обладают бесконечной энергией, поскольку при $\eta \rightarrow -\infty$ их амплитуда ρ убывает недостаточно быстро, а именно $\rho(\eta \rightarrow -\infty) \sim |\mu\eta|^{-1/2} \cos[(-2b)^{1/2}\eta]$. Вопрос об устойчивости подобных осциллирующих волн с бесконечной энергией до сих пор остается открытым.

При положительной постоянной b , лежащей в интервале $0 < b < 1/S$, потенциальная яма имеет две устойчивые ($\rho = \pm[b/(1 - Sb)]^{1/2}$) и одну неустойчивую ($\rho = 0$) стационарные точки (см. рис.1). Частица с ненулевой исходной энергией $U + T$ при этом будет «перекатываться» из правой части потенциальной ямы (соответствующей положительным ρ) в левую часть (соответствующую отрицательным ρ) до тех пор, пока в результате потери энергии не остановится в одной из двух устойчивых, либо в неустойчивой стационарной точке. Первый случай соответствует *ударным* поверхностным волнам с бесконечной энергией [25], которые выходят на ненулевую асимптотику при $\eta \rightarrow -\infty$. Типичные профили поверхностных ударных волн первых трех порядков приведены на рис.3 (здесь и далее порядок волны определяется по числу пересечений ее огибающей с осью η , включая точку $\eta = 0$).

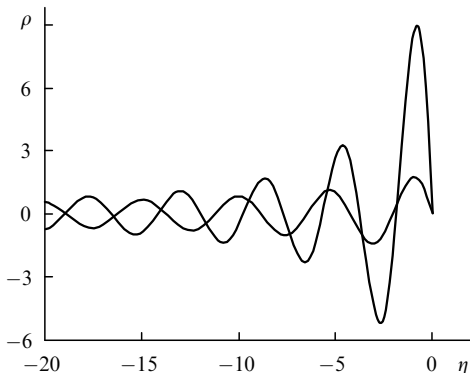


Рис.2. Профили распределенных поверхностных волн с различными амплитудами при $b = -0.5$, $S = 1$, $\mu = 0.2$. Граница раздела находится в точке $\eta = 0$.

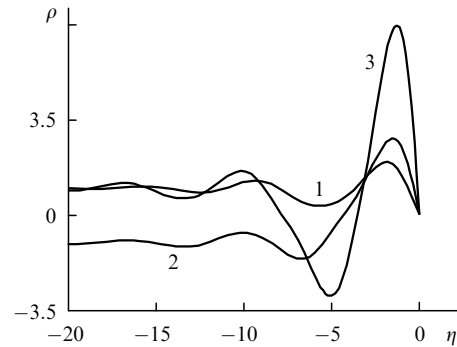


Рис.3. Профили ударных поверхностных волн первых трех порядков (1–3) при $b = 0.5$, $S = 1$, $\mu = 0.2$. Граница раздела находится в точке $\eta = 0$.

Видно, что при $\eta \rightarrow -\infty$ ударные волны представляют собой затухающие осцилляции, наложенные на постоянный пьедестал. Высота пьедестала определяется постоянной распространения b и равна $\pm[b/(1 - Sb)]^{1/2}$, в то время как амплитуда осцилляций и скорость их затухания определяются параметром μ и тем выше, чем больше μ . Отметим, что ударные волны подвержены модуляционной неустойчивости, поскольку волна, имеющая в спектре нулевую гармонику, неустойчива в среде с диффузионной компонентой нелинейного отклика при любой частоте модуляции.

Наиболее интересным с практической точки зрения случай, когда частица, описывающая поверхностную волну, останавливается в точке $\rho = 0$, соответствует *локализованным* поверхностным волнам (по-прежнему рассматривается интервал $0 < b < 1/S$). Типичные профили локализованных поверхностных волн приведены на рис.4,б. Отметим следующее характерное свойство лока-

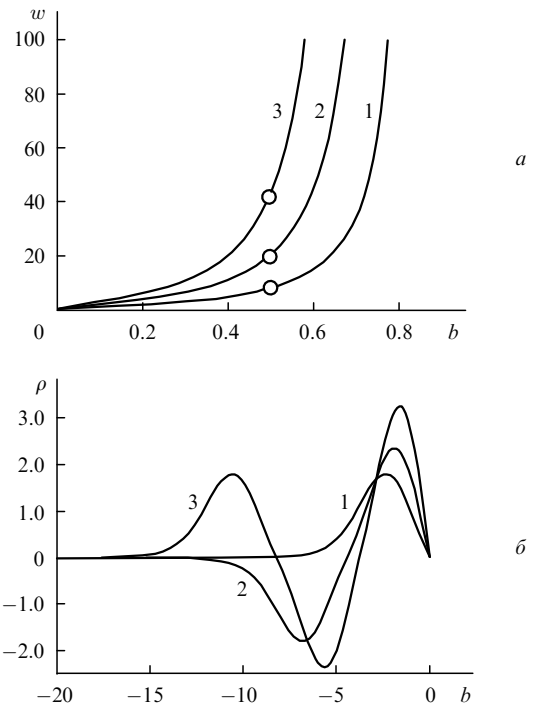


Рис.4. Зависимости энергии w локализованных поверхностных волн (дисперсионные кривые) первых трех порядков (1–3) от постоянной распространения b (а) и профили локализованных поверхностных волн, соответствующих точкам на дисперсионных кривых (б) при $S = 1$, $\mu = 0.1$. Граница раздела находится в точке $\eta = 0$.

лизованных волн: профиль волны $(n + 1)$ -го порядка без первого, самого ближнего к границе раздела полупериода совпадает с профилем волны n -го порядка. С ростом энергии поверхностной волны

$$w = \int_{-\infty}^0 \rho^2(\eta) d\eta \quad (4)$$

ее профиль становится все более асимметричным, а максимум интенсивности первого полупериода смещается ближе к границе раздела, поскольку для компенсации самоискривления пучка (возрастающего пропорционально примерно четвертой степени амплитуды ρ) необходимо соответствующее усиление граничных эффектов (усиливающихся при приближении пучка к границе).

С ростом постоянной распространения b энергия поверхностных волн w монотонно возрастает – амплитуда волны при этом увеличивается, а поперечный масштаб (ширина) уменьшается. На рис.4,а приведены зависимости $w(b)$ (так называемые дисперсионные кривые) для волн первых трех порядков. В пределе высоких амплитуд уравнение (2) может быть линеаризовано и допускает аналитическое решение $\rho(\eta) = m \exp(2\mu S^{-1}\eta) \times \cos[(2S^{-1} - 2b - 4\mu^2 S^{-2})^{1/2}\eta]$, откуда следует более точное, чем $1/S$, выражение для верхнего предела постоянной распространения b , при которой еще возможны локализованные поверхностные волны:

$$b = \frac{1}{S} - \frac{2\mu^2}{S^2}. \quad (5)$$

Увеличение параметра S , как и в любой среде с насыщением нелинейного отклика, приводит при фиксированных энергии и параметре μ к увеличению характерного поперечного масштаба поверхностной моды, определяемого, например, по половине максимальной интенсивности. С ростом μ профили поверхностных волн становятся все более асимметричными. Исследование устойчивости локализованных волн является нетривиальной задачей и проводится в следующем разделе.

Наконец, при положительных $b > 1/S$ потенциальная яма имеет единственную неустойчивую стационарную точку $\rho = 0$ (см. рис.1). В этом случае финитные движения невозможны и говорить о поверхностных волнах не имеет смысла.

4. Устойчивость локализованных поверхностных волн

Для исследования устойчивости поверхностных волн на границе раздела металл – фоторефрактивная среда мы используем широко распространенный линейный анализ, справедливый на начальном этапе развития малого возмущения. Отметим, что ранее линеаризация применялась в основном для анализа устойчивости одномерных солитонов в локальных средах, когда нелинейная добавка к показателю преломления, индуцированная световым полем, не содержит производных от интенсивности по поперечной координате. В нашем случае, однако, наличие диффузионной компоненты нелинейного отклика, пропорциональной производной от интенсивности поля, является необходимым условием существования поверхностных волн. Решение уравнения (1), описываю-

щее распространение поверхностной волны с возмущенным входным профилем, будем искать в виде

$$q(\eta, \xi) = [\rho(\eta) + u(\eta, \xi) + iv(\eta, \xi)] \exp(ib\xi), \quad (6)$$

где $\rho(\eta)$ – действительная огибающая стационарной поверхностной волны; $u(\eta, \xi)$ и $v(\eta, \xi)$ – соответственно действительная и мнимая части малого ($u, v \ll \rho$) возмущения. Требование малости амплитуды возмущения по сравнению с амплитудой стационарной поверхностной волны, являющееся весьма общим для поверхностной моды первого порядка, накладывает жесткое ограничение на вид возмущения для мод высшего порядка (сужая тем самым общность результатов для высших мод) – так, возмущение должно обращаться в нуль в тех же точках, где обращается в нуль амплитуда высшей моды. По этой причине в дальнейшем мы сосредоточимся на исследовании устойчивости фундаментальных поверхностных волн (мод первого порядка).

Подстановка выражения (6) в укороченное волновое уравнение (1) после линеаризации и разделения вещественных и мнимых частей приводит к системе линейных уравнений

$$\frac{\partial u}{\partial \xi} = -\mathcal{L}v, \quad \frac{\partial v}{\partial \xi} = \mathcal{R}u, \quad (7)$$

где линейные операторы \mathcal{L} и \mathcal{R} , зависящие лишь от поперечной координаты η , имеют в нелинейной фоторефрактивной среде вид

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \frac{1}{2} \frac{d^2}{d\eta^2} - b + \frac{\rho^2}{1 + S\rho^2} - \frac{2\mu\rho}{1 + S\rho^2} \frac{d\rho}{d\eta}, \\ \mathcal{R} &= \mathcal{L} + \frac{2\rho^2}{(1 + S\rho^2)^2} + \frac{4\mu S\rho^3}{(1 + S\rho^2)^2} \frac{d\rho}{d\eta} \\ &\quad - \frac{2\mu\rho}{1 + S\rho^2} \frac{d\rho}{d\eta} - \frac{2\mu\rho^2}{1 + S\rho^2} \frac{d}{d\eta}. \end{aligned} \quad (8)$$

Из вида операторов (8) следует, что основное отличие от случая среды с локальным нелинейным откликом заключается в том, что линейный оператор \mathcal{R} не является самосопряженным благодаря наличию в последнем члене производной первого порядка по η . Это обстоятельство не позволяет провести для системы (7) стандартную процедуру вывода критерия Вахитова – Колоколова, поскольку собственные значения операторов $\mathcal{L}\mathcal{R}$ и $\mathcal{R}\mathcal{L}$ теперь могут быть комплексными (что будет означать наличие возмущений, испытывающих одновременно с экспоненциальным нарастанием амплитуды гармонические осцилляции вдоль оси ξ), а не чисто действительными (это означает возможность существования либо чисто экспоненциально растущих возмущений, либо возмущений, испытывающих гармонические осцилляции вдоль оси ξ), что имело место для сред с локальным нелинейным откликом. Мы будем искать решение системы (7) в виде разложения по всем «модам» возмущений

$$u(\eta, \xi) = \operatorname{Re} \sum_{\delta} C_{\delta} u_{\delta}(\eta) \exp(\delta\xi), \quad (9)$$

$$v(\eta, \xi) = \operatorname{Re} \sum_{\delta} C_{\delta} v_{\delta}(\eta) \exp(\delta\xi)$$

с различными инкрементами нарастания. Здесь δ – комплексный инкремент нарастания возмущения; C_δ – произвольные постоянные; u_δ и v_δ – теперь уже комплексные исходные профили возмущений. После подстановки (9) в систему уравнений (7) и приравнивания членов с одинаковыми экспоненциальными множителями окончательно получим следующую систему комплексных уравнений с действительными линейными операторами \mathcal{L} и \mathcal{R} :

$$\delta u_\delta = -\mathcal{L}v_\delta, \quad \delta v_\delta = \mathcal{R}u_\delta. \quad (10)$$

Система уравнений (10) решалась численно с учетом условий $u_\delta(\eta = 0) = 0$ и $v_\delta(\eta = 0) = 0$ на границе раздела между металлом и фоторефрактивной средой. Для данного значения постоянной распространения b вычислялся профиль стационарной фундаментальной поверхностной волны $\rho(\eta)$, который затем использовался в (8) для получения операторов \mathcal{L} и \mathcal{R} . Численное интегрирование показало, что при любых значениях постоянной распространения b не существует решений линейной системы (10), соответствующих инкрементам с ненулевой вещественной частью, т. е. экспоненциально нарастающих возмущений. Таким образом, фундаментальные поверхностные волны на границе раздела металл–фоторефрактивная среда являются устойчивыми по отношению к малым возмущениям входного профиля волны, сохраняя при распространении свою структуру, в то время как произвольное малое возмущение будет испытывать гармонические осцилляции вдоль оси ξ .

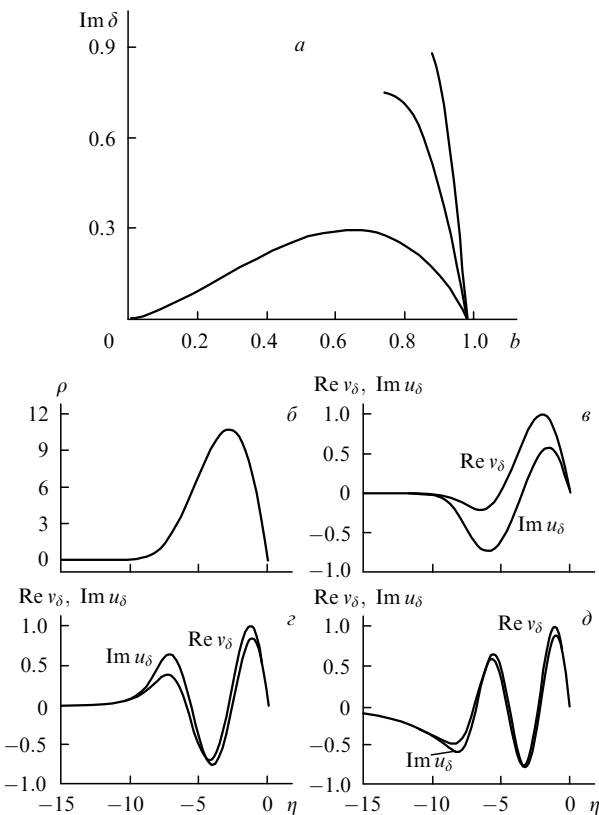


Рис. 5. Зависимость мнимой части инкремента нарастания δ малого возмущения от постоянной распространения b для фундаментальной поверхностной волны (а), ее профиля (б) и профили мод возмущения первых трех порядков (в–д) для случая $b = 0.88$, соответствующие нижней (в), средней (з) и верхней кривой рис.5,а (д), при $S = 1$, $\mu = 0.1$. Граница раздела находится в точке $\eta = 0$.

Отметим, что в случае мод высших порядков в рамках модели (10) также не удается найти экспоненциально растущих возмущений, однако это еще не означает устойчивости мод высших порядков из-за упомянутого выше жесткого ограничения профиля возмущения. Зависимость мнимой части инкремента δ от постоянной распространения b для поверхностной моды первого порядка приведена на рис.5,а. Видно, что одному значению b могут соответствовать несколько мод возмущения с разными инкрементами δ (несколько решений системы (10)). При $b \rightarrow S^{-1} - 2\mu^2 S^{-2}$ число возможных мод возмущения неограниченно возрастает (на рис.5 изображены зависимости $\text{Im } \delta(b)$ лишь для первых трех мод возмущения), а соответствующие инкременты стремятся к нулю. Отметим, что ветви, отвечающие различным модам возмущения, начинаются на прямой $\text{Im } \delta = \beta$.

На рис.5,в–д изображены нормированные профили мод возмущения (u - и v -компоненты) для $b = 0.88$, при котором возможны три решения системы (10). Поскольку инкремент δ является чисто мнимым, то при действительном v компонента возмущения u должна быть чисто мнимой. Видно, что хотя огибающая фундаментальной поверхностной волны не имеет нулей (рис.5,б), не считая точки $\eta = 0$, мода возмущения низшего порядка имеет один нуль (рис.5,в), мода возмущения следующего порядка имеет два нуля (рис.5,з) и т. д. С ростом порядка моды возмущения профили u - и v -компонент становятся практически идентичными (рис.5,д). Сравнивая результаты линейного анализа устойчивости с дисперсионными кривыми, показывающими монотонный рост энергии волны w с увеличением b (рис.4), можно утверждать, что широко используемый критерий устойчивости $dw/db > 0$ [24] применим также для поверхностных волн на границе раздела металл – фоторефрактивная среда с нелокальной диффузионной компонентой нелинейного отклика.

5. Заключение

Таким образом, фундаментальные поверхностные волны устойчивы по отношению к малым возмущениям исходного профиля во всей области их существования. Критерий устойчивости Вахитова–Колоколова применим при наличии нелокальной диффузионной компоненты нелинейного отклика фоторефрактивной среды. Одна из практически интересных черт поверхностного распространения пучка заключается в том, что концентрация энергии в тонком поверхностном слое вещества значительно уменьшает характерное время отклика фоторефрактивного кристалла. Это позволяет существенно повысить операционную скорость оптических устройств, скомпонованных из фоторефрактивных материалов, без привлечения дополнительных волноводных оптических структур. Вкупе со структурной устойчивостью последнее свойство делает поверхностные волны крайне интересными объектами с точки зрения конструирования нелинейных логических элементов и устройств управления света светом.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке CONACyT (грант 34684-E).

1. Tomlinson W., Gordon J., Smith P., Kaplan A. *Appl. Optics*, **21**, 2041 (1982).
2. Ахмедиев Н., Корнеев В., Кузьменко Ю. *ЖЭТФ*, **88**, 107 (1985).
3. Newell A., Moloney J. *Nonlinear optics* (Redwood City, Addison-Wesley, 1992).

4. Tran H. *J.Nonlinear Opt.Phys.Mater.*, **5**, 133 (1996).
5. Powell J., Wright E., Moloney J. *J.Appl.Math.*, **54**, 774 (1994).
6. Duree G., Shultz J., Salamo G., Segev M., Yariv A., Crosignani B., Di Porto P., Sharp E., Neurgaonkar R. *Phys.Rev.Letts*, **71**, 533 (1993).
7. Iturbe-Castillo M., Marquez-Aguilar P., Sanchez-Mondragon J., Stepanov S., Vysloukh V. *Appl.Phys.Letts*, **64**, 408 (1994).
8. Garcia-Quirino G., Sanchez-Mondragon J., Stepanov S. *Phys.Rev.A*, **51**, 1571 (1995).
9. Cronin-Golomb M. *Optics Letts*, **20**, 2075 (1995).
10. Garcia-Quirino G., Sanchez-Mondragon J., Stepanov S., Vysloukh V. *J.Opt.Soc.Amer.B*, **13**, 2530 (1996).
11. Алешкевич В., Выслоух В., Карташов Я. *Квантовая электроника*, **30**, 905 (2000).
12. Christodoulides D., Coskun T. *Optics Letts*, **21**, 1220 (1996).
13. Mitchell D., Snyder A. *J.Opt.Soc.Amer.B*, **10**, 1572 (1993).
14. Akhmediev N., Ankiewicz A., Tran H. *J.Opt.Soc.Amer.B*, **10**, 230 (1993).
15. Tran H. *J.Opt.Soc.Amer.B*, **11**, 789 (1994).
16. Mihalache D., Mazilu D., Torner L. *Phys.Rev.Letts*, **81**, 4353 (1998).
17. Chen Y. *Phys.Rev.E*, **57**, 3542 (1998).
18. Hutchings D., Arnold J., Parker D. *Phys.Rev.E*, **58**, 6649 (1998).
19. Berge L. *Phys.Rev.E*, **62**, R3071 (2000).
20. Bang O., Kivshar Y., Buryak A., Rossi A., Trillo S. *Phys.Rev.E*, **58**, 5057 (1998).
21. Skryabin D., Firth W. *Phys.Rev.E*, **60**, 1019 (1999).
22. Mihalache D., Mazilu D., Crasovan L. *Phys.Rev.E*, **60**, 7504 (1999).
23. Alexander T., Kivshar Y., Buryak A., Sammut R. *Phys.Rev.E*, **61**, 2042 (2000).
24. Вахитов Н., Колоколов А. *Изв.вузов.Сер.Радиофизика*, **16**, 1020 (1973).
25. Выслоух В., Кутузов В., Петникова В., Шувалов В. *ЖЭТФ*, **111**, 705 (1997).