

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ УКРАИНЫ
Киевский университет им. Тараса Шевченко

На правах рукописи

ГРОЗА АНДРЕЙ ДМИТРИЕВИЧ

НЕЛИНЕЙНЫЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПОЛЯРИТОНЫ p-ТИПА В СЛУЧАЕ
СРЕД С НАСЫЩАЮЩЕЙСЯ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

01.04.03 - Радиофизика

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т
диссертации на соискание ученой степени кандидата
физико-математических наук

Киев - 1992

Работа выполнена в Киевском университете им. Тараса Шевченко

Научный руководитель – доктор физико-математических наук,
профессор Стрижевский Владимир
Леонидович

Официальные оппоненты:

- доктор физико-математических наук, профессор Дмитрук Н.Л.
- доктор физико-математических наук, старший научный
сотрудник Павлик Б.Д.

Ведущая организация – Институт теоретической физики
АН Украины, г. Киев

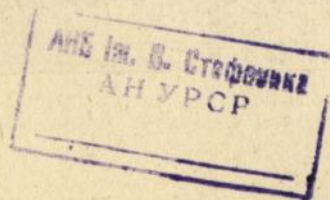
Защита состоится "21" декабре 1992г.
в 15⁰⁰ часов на заседании специализированного совета
К 068.18.01 при Киевском университете им. Тараса Шевченко,
252127, Киев-127, проспект академика Глушкова, 6,
радиофизический факультет Киевского университета, ауд. 46.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке
Киевского университета.

Автореферат разослан "18" ноября 1992г.

Ученый секретарь
специализированного совета

канд. физ.-мат. наук
доцент Шкавро А.Г.



ЛНБ України ім.В.Стефаніка



00691438 (V)

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

А к т у а л ь н о с т ь. В последние годы большой интерес вызывает исследование свойств нелинейных поверхностных поляритонов (НПП) – электромагнитных волн, распространяющихся вдоль поверхностей оптически нелинейных сред. Актуальность таких исследований обусловлена важнейшими практическими приложениями НПП, среди которых: создание систем оптической обработки информации, измерение нелинейных восприимчивостей, получение сведений о микроскопической структуре поверхностей.

Для анализа свойств НПП и проектирования нелинейнооптических элементов нужны аналитические решения, определяющие поле НПП как функцию координаты вдоль перпендикуляра к границе раздела и соответствующих параметров контактирующих сред. Первой работой, стимулировавшей активные исследования нелинейных поверхностных волн, была опубликованная в 1980 г. статья Аграновича В.М., Бабиченко В.С. и Черняка В.Я., в которой теоретически обосновывалось существование НПП р-типа (электрическое поле \vec{E} лежит в плоскости σ , которая содержит нормаль к поверхности – ось z и волновой вектор \vec{k} , вдоль него выбрана ось x). В этой статье, а также в более поздних работах других авторов с целью получения аналитического решения использовались различные упрощающие предположения о структуре тензора диэлектрической проницаемости нелинейнооптической среды: одну из компонент тензора (ϵ_{xx} либо ϵ_{zz}) считали независимой от поля, пренебрегали вкладом одной из компонент (продольной или поперечной) поля НПП в нелинейную часть тензора диэлектрической проницаемости, не учитывали эффекта насыщения оптической нелинейности.

Указанные ограничения существенно снижают общность полученных к настоящему времени результатов.

Ц е л ь р а б о т ы заключается в:

- 1) получении точного аналитического решения задачи о НПП r -типа, распространяющихся вдоль плоской границы раздела непоглощающих линейной среды и оптически нелинейной среды в модели, учитывающей как зависимость обеих компонент тензора диэлектрической проницаемости нелинейной среды от обеих компонент электрического поля НПП, так и эффект насыщения оптической нелинейности;
- 2) исследовании (аналитическом и численном) на основе этого решения условий и областей существования, энергетических, пространственных и поляризационных свойств НПП, распространяющихся вдоль поверхностей самофокусирующих и самодефокусирующих сред.

М е т о д ы и с с л е д о в а н и я. В процессе выполнения работы применялись теоретические методы исследования. Аналитическое исследование полученного решения позволило сформулировать условия существования НПП, определить диапазоны изменения постоянной распространения. Численное исследование полученного решения позволило определить области существования НПП, энергетические, пространственные и поляризационные свойства НПП.

Н а у ч н а я н о в и з н а:

I. Впервые получены соотношения, описывающие важнейшие свойства НПП в модели, учитывающей зависимость обеих компонент тензора диэлектрической проницаемости от обеих компонент электрического поля НПП и эффект насыщения оптической нелинейности; сформулированы условия существования таких волн.

2. Определены закономерности изменения областей существования НПП при переходе от керровских сред к средам с конечными уровнями насыщения.

3. Определена взаимосвязь диапазона изменения постоянной распространения НПП с уровнем насыщения нелинейности.

4. Получены зависимости постоянной распространения от потока энергии НПП. Определен относительный вклад потока энергии в нелинейной среде в суммарный поток энергии НПП.

5. Определен вклад каждой из компонент (продольной и поперечной) электрического поля НПП в нелинейную часть диэлектрической проницаемости.

Практическая ценность работы заключается в следующем:

1. Получено аналитическое решение задачи об НПП в модели, не использующей широко распространенные упрощающие предположения о структуре тензора диэлектрической проницаемости нелинейной среды, что позволяет проводить корректный анализ свойств НПП.

2. Определены требования к параметрам контактирующих сред, выполнение которых необходимо для существования НПП.

3. Определена взаимосвязь постоянной распространения НПП (задаваемой в эксперименте, как правило, углом падения возбуждающего излучения), потока энергии НПП и параметров контактирующих сред, что необходимо для планирования и интерпретации экспериментов по возбуждению НПП, а также для разработки интегральнооптических устройств.

А п р о б а ц и я р а б о т н. Основные положения диссертационной работы были доложены и получили одобрение на

XX Всесоюзном съезде по спектроскопии (1988 г.).

П у б л и к а ц и и . Основное содержание диссертации отражено в 5 опубликованных работах, перечисленных в конце автореферата.

О б ъ е м и с т р у к т у р а р а б о т ы . Диссертационная работа состоит из введения, трех глав, приложения, заключения и списка литературы. Основная часть работы изложена на 133 страницах машинописного текста, иллюстрирована 65 рисунками. Список использованной отечественной и зарубежной литературы содержит 123 наименования.

К р а т к о е с о д е р ж а н и е р а б о т ы .

Во введении обосновывается актуальность исследования свойств НПП, обусловленная, в первую очередь, таким важнейшим практическим применением НПП, как создание систем оптической обработки информации; содержится анализ современного состояния проблемы НПП; дается краткая аннотация всех глав диссертации.

Подробно рассмотрены модели тензора диэлектрической проницаемости нелинейной среды, в которых были получены известные из литературы решения. Так, в ранних работах по проблеме НПП r -типа (Агранович В.М., Бабиченко В.С., Черняк В.Я., *Seaton C.T.*, Хаджи П.И., *Mihalache D.*, Ломтев А.И.) аналитические решения были найдены для модельного случая сильно анизотропной нелинейности, а именно: компоненту тензора диэлектрической проницаемости ϵ_{zz} считали независимой от поля, а компоненту ϵ_{xx} считали функцией только продольной компоненты электрического поля: $\epsilon_{zz} = \epsilon_0$, $\epsilon_{xx} = \epsilon_0 + \alpha |E_x|^2$.
Учет зависимости обеих компонент тензора от продольной компо-

ненты поля был проведен в работах Yu M.Y., Leung K.M.

После того, как в статье Seaton C.T., Valera J.D. были высказаны соображения в пользу того, что для реалистичных значений диэлектрических проницаемостей контактирующих сред поперечная компонента поля НПП существенно больше продольной, появился ряд работ, авторы которых решали задачу в предположении зависимости одной из компонент тензора от поперечной компоненты поля НПП (модель $\epsilon_{xx} = \text{const}$, $\epsilon_{zz} = \epsilon_0 + f(|E_z|^2)$).

Особый интерес представляет более близкая к реальности модель, в которой обе компоненты тензора квадратично зависят от напряженности электрического поля: $\epsilon_{xx} = \epsilon_{zz} = \epsilon_0 + a(|E_x|^2 + |E_z|^2)$. Такие системы исследовались в работах Ахмедиева Н.Н., Стрижевского В.Л., Leung K.M.,

Boardman A.D., Maradudin A.A., Stegeman G.I.,

при этом в работе Leung K.M. было получено и решение для произвольного вида зависимости ϵ_{xx} и ϵ_{zz} от интенсивности поля: $\epsilon_{xx} = \epsilon_{zz} = \epsilon_0 + a(|E_x|^2 + |E_z|^2)$.

Локализация поля НПП в тонком приповерхностном слое приводит к тому, что при сравнительно низких потоках энергии напряженность поля НПП может достигать высоких значений. С ростом напряженности электрического поля диэлектрическая проницаемость не может возрастать (или убывать) до бесконечности, она ограничена соответствующим уровнем насыщения (либо порогом разрушения). Уровни насыщения нелинейных восприимчивостей могут быть весьма низкими. Так, в обладающих высокой нелинейностью полупроводниках InSb и HgCdTe

нелинейная восприимчивость, обусловленная эффектом заполнения зоны проводимости, насыщается уже при интенсивностях порядка 100 Вт/см^2 . До настоящего времени, однако, влияние насыщения оптической нелинейности на свойства НПП р-типа исследовались лишь фрагментарно, в рамках упрощенных моделей ($\epsilon_{xx} = \text{const}$, $\epsilon_{zz} = \epsilon_0 + f(|E_x|^2)$) в работе Хаджи П.И. и

$$\epsilon_{zz} = \text{const}, \quad \epsilon_{xx} = \epsilon_0 + f(|E_z|^2)$$

в работе *Mihalache D., Mazilu D.*

Указанные обстоятельства диктуют необходимость получения аналитического решения задачи об НПП с учетом как зависимости обеих компонент тензора от обеих компонент поля НПП, так и эффекта насыщения оптической нелинейности.

В первой главе изложены постановка и решение задачи об НПП р-типа, распространяющихся вдоль плоской границы раздела ($Z = 0$) оптически линейной среды (область $Z < 0$) и среды с насыщающейся нелинейностью (область $Z > 0$).

Диэлектрические проницаемости линейной и нелинейной сред обозначены как ϵ_1 и ϵ , соответственно. Электрическое и магнитное поля НПП рассматриваются в виде плоских волн:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(z) \exp i(kx - \omega t) + \text{к.с.}, \quad \vec{E}(z) = (E_x, 0, E_z), \quad (1)$$

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(z) \exp i(kx - \omega t) + \text{к.с.}, \quad \vec{H}(z) = (0, H, 0). \quad (2)$$

Задача считается однородной относительно координаты y .

Функция, моделирующая диэлектрическую проницаемость нелинейной среды, выбрана в виде:

$$\epsilon = \epsilon_{xx} = \epsilon_{zz} = \epsilon_0 + \epsilon_2 (|\vec{E}|^2) = \epsilon_0 + \frac{\alpha (|E_x|^2 + |E_z|^2)}{1 + \beta (|E_x|^2 + |E_z|^2)}, \quad \beta \geq 0. \quad (3)$$

Величины $\epsilon_0, \alpha, \beta, \epsilon_1$ считаются вещественными (они могут зависеть от частоты ω), знаки $\epsilon_0, \alpha, \beta$ - произвольны. Для слабых полей ($\beta |\vec{E}|^2 \ll 1$) нелинейность кубичная, для сильных - ϵ стремится к своему уровню насыщения $\epsilon_s = \epsilon_0 + \alpha/\beta$.

Задача сводится к определению зависимости поля НПП от координаты Z .

Вводя в рассмотрение безразмерную постоянную распространения НПП $n = k/q$ и безразмерную координату $\zeta = qz$, где $q = \omega/c$, решение системы уравнений Максвелла в линейной среде можно записать в виде:

$$H(\zeta) = \tilde{H} \exp(p\zeta), \quad (4)$$

где $p \equiv + (n^2 - \epsilon_1)^{1/2}$

\tilde{H} - напряженность магнитного поля на границе раздела.

Для нахождения решения в нелинейной среде была использована методика, применявшаяся ранее в работе Leung K.M. для произвольного вида функции $\epsilon_2(|\vec{E}|^2)$. Суть ее состоит в том, что взаимосвязь компонент поля НПП и поперечной координаты ζ определяют, выражая по отдельности поле и координату через диэлектрическую проницаемость нелинейной среды.

Явный вид зависимости компонент поля НПП от ϵ для диэлектрической проницаемости (3) таков:

$$H^2(\epsilon) = \frac{\epsilon}{2n^2 - \epsilon} \left[\frac{\epsilon(\epsilon - \epsilon_0)}{\alpha - \beta(\epsilon - \epsilon_0)} + \frac{1}{\beta} \left\{ \epsilon - \epsilon_0 + \frac{\alpha}{\beta} \ln(\epsilon - \epsilon_0) \right\} \right], \quad (5)$$

$$E_x = \text{sign}(\epsilon'_s) \frac{1}{\epsilon} \left[\frac{\epsilon^2(\epsilon - \epsilon_0)}{\alpha - \beta(\epsilon - \epsilon_0)} - n^2 H^2(\epsilon) \right]^{1/2}, \quad (6)$$

$$E_z = -\frac{n}{\varepsilon} H(\varepsilon), \quad (7)$$

где $\varepsilon'_\zeta \equiv d\varepsilon/d\zeta$.

Явный вид взаимосвязи координаты ζ и диэлектрической проницаемости ε зависит от знака величины $\Lambda = (\varepsilon - \tilde{\varepsilon}) \cdot \tilde{\varepsilon}'_\zeta$; $\tilde{\varepsilon}'_\zeta \equiv (d\varepsilon/d\zeta)|_{\zeta=+\infty}$:

$$\nu = \text{sign} \Lambda = \text{sign} [(\varepsilon_0 - \tilde{\varepsilon}) L(\tilde{\varepsilon}) (a - b(\tilde{\varepsilon} - \varepsilon_0)) \tilde{H}'_\zeta], \quad (8)$$

$$\text{где } \tilde{H}'_\zeta \equiv (dH/d\zeta)|_{\zeta=+\infty} = \frac{\tilde{H}_p \tilde{\varepsilon}}{\varepsilon_1},$$

где $\tilde{\varepsilon} \equiv \varepsilon|_{\zeta=+\infty}$ — диэлектрическая проницаемость на поверхности нелинейной среды:

$$\zeta = \begin{cases} -\int_{\tilde{\varepsilon}}^{\varepsilon} d\varepsilon [-2V(\varepsilon)]^{-1/2}, & \text{Случай А,} \\ \int_{\tilde{\varepsilon}}^{\varepsilon} d\varepsilon [-2V(\varepsilon)]^{-1/2}, & 0 \leq \zeta \leq \zeta_0, \\ \zeta_0 - \int_{\varepsilon}^{\varepsilon_+} d\varepsilon [-2V(\varepsilon)]^{-1/2}, & \zeta_0 < \zeta < +\infty, \end{cases} \quad (9)$$

Случай В,

где $\mu = \text{sign}(\tilde{\varepsilon} - \varepsilon_0)$,

$$G_0 = \mu \int_{\tilde{\varepsilon}}^{\varepsilon_+} d\varepsilon [-2V(\varepsilon)]^{-1/2} \quad (10)$$

Случай А соответствует следующим условиям: 1) $\nu = +1$; 2) в интервал $[\tilde{\varepsilon}, \varepsilon_0)$ (или $(\varepsilon_0, \tilde{\varepsilon}]$) не попадает ни одна особая точка (полюс или нуль) функции $V(\varepsilon)$.

Случай В соответствует: 1) $\nu = -1$; 2) в интервал $[\tilde{\varepsilon}, \varepsilon_0)$ (или $(\varepsilon_0, \tilde{\varepsilon}]$) не попадает ни одна особая точка функции $V(\varepsilon)$ и 3) ближайшей к $\tilde{\varepsilon}$ особой точкой $V(\varepsilon)$ со стороны, противоположной ε_0 , есть нуль $V(\varepsilon)$, обозначенный в (9) как ε_+ , порядка ниже второго.

В случае А интегрирование происходит в направлении от $\tilde{\varepsilon}$ к ε_0 . В случае В интегрирование в (9) начинается в сторону, противоположную ε_0 . Следовательно, на интервале между $\tilde{\varepsilon}$ и ε_+ функция $G(\varepsilon)$ неоднозначна. Это приводит к необходимости разного определения ее при $0 \leq \zeta \leq \zeta_0$ и $\zeta_0 < \zeta < +\infty$, что и отражено в (9). Требование, чтобы точка ε_+ была нулем функции $V(\varepsilon)$, порядок которого ниже второго, обеспечивает конечность величины G_0 .

Явный вид функции $V(\varepsilon)$ таков:

$$V(\varepsilon) = -2\varepsilon^2(2n^2 - \varepsilon)^2 K(\varepsilon) M(\varepsilon) L(\varepsilon), \quad (11)$$

где

$$K(\varepsilon) = \varepsilon(\varepsilon - \varepsilon_0) + (\varepsilon_+ - \varepsilon)(\varepsilon - \varepsilon_0 + \frac{a}{b} \ln(1 - \frac{b}{a}(\varepsilon - \varepsilon_0))), \quad (12)$$

$$M(\varepsilon) = \varepsilon(\varepsilon - \varepsilon_0)(2n^2 - \varepsilon) - n^2 K(\varepsilon), \quad (13)$$

$$L(\varepsilon) = a\varepsilon^2(2n^2 - \varepsilon)(a - b(\varepsilon - \varepsilon_0))^{-1} + 2n^2 K(\varepsilon). \quad (14)$$

Использование граничных условий непрерывности тангенциальных компонент электрического и магнитного полей позволяет выразить постоянную распространения НПП как функцию диэлектрической проницаемости на поверхности нелинейной среды:

$$n^2 \equiv n^2(\tilde{\epsilon}) \quad (15)$$

В линейном пределе выражение для n^2 переходит в хорошо известное:

$$n_L^2 \equiv n^2(\tilde{\epsilon}) \Big|_{\tilde{\epsilon} \rightarrow \epsilon_0} = \epsilon_0 \epsilon_1 / (\epsilon_0 + \epsilon_1),$$

а в пределе высоких полей:

$$n_s^2 \equiv n^2(\tilde{\epsilon}) \Big|_{\tilde{\epsilon} \rightarrow \epsilon_s} = \epsilon_1 \epsilon_s / (\epsilon_1 + \epsilon_s).$$

Глубина локализации поля НПП определена как расстояние от границы раздела, на котором амплитуда электрического поля НПП убывает в e раз. В нелинейной среде для решения типа А глубина локализации определяется выражением:

$$\zeta_{ML} = \text{sign}(\tilde{\epsilon}'_0) \int_{\tilde{\epsilon}}^{\epsilon_e} d\epsilon [-2V(\epsilon)]^{-1/2}, \quad (16)$$

$$\epsilon_e = \epsilon_0 + \left(\frac{a(\tilde{\epsilon} - \epsilon_0)}{(a - b(\tilde{\epsilon} - \epsilon_0))e^2} \right) \left(1 + \frac{b(\tilde{\epsilon} - \epsilon_0)}{(a - b(\tilde{\epsilon} - \epsilon_0))e^2} \right)^{-1}.$$

Для решения типа В целесообразно исследовать глубину локализации экстремума функции $\mathcal{E}(\zeta)$, которая дается выражением (10).

Модуль отношения поперечной к продольной компоненте электрического поля НПП выражен через \mathcal{E} с помощью формул (6) и (7):

$$\alpha = \left| \frac{E_z}{E_x} \right| = n \left| \frac{K(\epsilon)}{M(\epsilon)} \right|^{1/2} \quad (17)$$

В качестве энергетической характеристики НПП рассмотрен вектор Умова-Пойтинга, усредненный по периоду поля:

$$\vec{S} = \frac{c}{2\pi} \operatorname{Re} [\vec{E} \times \vec{H}^*], \quad (18)$$

и поток энергии, связанный с НПП, который отнесен к единице длины вдоль оси y :

$$Q = \int_{-\infty}^{+\infty} S_x' dz = Q_1 + Q_2 \quad (19)$$

Для Q_1 - потока энергии в линейной среде получено соотношение, выражающее Q_1 как функцию $\tilde{\epsilon}$.

Для Q_2 - потока энергии в нелинейной среде получено соотношение, выражающее Q_2 как интеграл по ϵ от $\tilde{\epsilon}$ до ϵ_0 .

Анализ формул (9) и (4) показывает, что выполнение следующего неравенства является необходимым для существования НПП:

$$n^2 > \max(0, \epsilon_0, \epsilon_1). \quad (20)$$

НПП существуют для тех значений диэлектрической проницаемости на поверхности нелинейной среды $\tilde{\epsilon}$, для которых:

1) выполняется условие (20);

2) в интервал интегрирования в формуле (9) не попадают особые точки $V(\epsilon)$.

Совокупность значений $\tilde{\epsilon}$, удовлетворяющих сформулированным условиям, названа областью существования НПП.

Вторая глава посвящена исследованию свойств НПП, распространяющихся вдоль поверхности самофокусирующей среды. Рассмотрены два качественно различных случая:

- 1) контакт самофокусирующая среда / среда с положительной диэлектрической проницаемостью. В линейном приближении поверхностные поляритоны в такой системе отсутствуют вообще. В нелинейном случае их существование становится возможным и носит пороговый характер относительно уровня нелинейности (либо потока энергии НПП);
- 2) контакт самофокусирующая среда / среда с отрицательной диэлектрической проницаемостью. При $|\epsilon_1| > \epsilon_0$ поверхностные поляритоны существуют в такой системе и в линейном пределе.

Все численные расчеты выполнены при таких параметрах нелинейной среды: $\lambda = 2\pi c/\omega = 10,6$ мкм, $\epsilon_0 = 10$, $\alpha = 4,4 \cdot 10^{-10}$ м²/В² (эти величины характерны для HgCdTe). Значение диэлектрической проницаемости линейной среды ϵ_1 в пороговом случае было выбрано равным 12, в беспороговом анализ был проведен при $\epsilon_1 = -20$ и $\epsilon_1 = -3000$.

Анализ случая, когда диэлектрическая проницаемость линейной среды положительна, показал, что в такой системе:

- 1) может реализоваться только решение типа В (см. (9)), поперечное распределение диэлектрической проницаемости имеет максимум в нелинейной среде; с убыванием уровня насыщения глубина локализации этого максимума растет;
- 2) для существования НПП параметры контактирующих сред должны удовлетворять следующему требованию:

$$\epsilon_0 < \epsilon_1 < \epsilon_s ;$$

- 3) диапазон изменения постоянной распространения ограничен следующим образом:

$$\epsilon_1^{1/2} < n < \epsilon_s^{1/2} ;$$

- 4) вклады продольной и поперечной компонент электрического поля НПП в нелинейную часть диэлектрической проницаемости соизмеримы.

Анализ случая, когда диэлектрическая проницаемость контактирующей среды отрицательна, показал, что в такой системе:

- 1) может реализоваться только решение типа А; поперечное распределение диэлектрической проницаемости в нелинейной среде имеет монотонный характер, при этом для $|\epsilon_1/\epsilon_0| \gg 1$ поперечное распределение продольной компоненты электрического поля может иметь экстремум;
- 2) для существования НПП параметры контактирующих сред должны удовлетворять следующему условию:

$$|\epsilon_1| > \epsilon_0 ;$$

- 3) ширина области существования НПП (по $\tilde{\epsilon}$) уменьшается с ростом отношения $|\epsilon_1/\epsilon_0|$;
- 4) для высоких уровней насыщения ($-\epsilon_1 < \epsilon_s \leq +\infty$) диапазон изменения постоянной распространения таков:

$$n_L^2 < n^2 \leq +\infty$$

для низких уровней насыщения ($\epsilon_0 < \epsilon_s < -\epsilon_1$) верхняя граница указанного диапазона становится конечной:

$$n_L^2 < n^2 < n_s^2 ;$$

- 5) вклад поперечной компоненты электрического поля НПП может быть как соизмерим со вкладом продольной компоненты (при $|\epsilon_1/\epsilon_0| \gtrsim 1$), так и значительно превышать его (при $|\epsilon_1/\epsilon_0| \gg 1$).

- б) для уровней насыщения, близких к $-\epsilon_1$, графики зависимости постоянной распространения от потока энергии имеют S - образный вид, что представляет интерес в плане получения оптической бистабильности.

Как в пороговом, так и в беспороговом случаях с убыванием уровня насыщения растет поток энергии НПП, соответствующий фиксированной постоянной распространения.

В обоих случаях с ростом уровня нелинейности растет вклад потока энергии в нелинейной среде в суммарный поток энергии НПП.

Третья глава посвящена исследованию свойств НПП, распространяющихся вдоль границы раздела самодефокусирующая среда / среда с отрицательной диэлектрической проницаемостью. Рассмотрены два качественно различных случая:

- 1) диэлектрическая проницаемость линейной среды меньше по модулю линейной части диэлектрической проницаемости нелинейной среды: $|\epsilon_1| < \epsilon_0$. В линейном пределе поверхностные поляритоны в такой системе существовать не могут. В нелинейном случае их существование становится возможным и носит пороговый характер по уровню нелинейности (либо потоку энергии НПП);
- 2) диэлектрическая проницаемость линейной среды больше по модулю линейной части диэлектрической проницаемости нелинейной среды: $|\epsilon_1| > \epsilon_0$. Поверхностные поляритоны существуют в такой системе и в линейном пределе.

Все численные расчеты выполнены при следующих параметрах нелинейной среды: $\lambda = 2\pi c/\omega = 5,4$ мкм, $\epsilon_0 = 16$,

$\alpha = -1, 1 \cdot 10^{-9} \text{ м}^2/\text{В}^2$ (эти значения характерны для I_n, S_b).

Значение диэлектрической проницаемости линейной среды в пороговом случае было выбрано равным $\epsilon_1 = -15$, в беспороговом случае анализ был проведен при $\epsilon_1 = -32$ и $\epsilon_1 = -1000$.

Анализ условий существования НПП показал, что как в пороговом, так и в беспороговом случаях может реализовываться только решение типа А. Распределения диэлектрической проницаемости и компонент поля НПП в нелинейной среде монотонны.

В пороговом случае существования НПП ($|\epsilon_1| < \epsilon_0$):

- 1) диапазон изменения постоянной распространения сверху не ограничен, нижняя граница диапазона растет с ростом уровня насыщения;
- 2) вклады продольной и поперечной компонент электрического поля НПП в нелинейную часть диэлектрической проницаемости соизмеримы.

В беспороговом случае существования НПП ($|\epsilon_1| > \epsilon_0$):

- 1) диапазон изменения постоянной распространения ограничен сверху величиной n_L , нижняя граница диапазона растет с ростом уровня насыщения;
- 2) ширина области существования НПП (по $\tilde{\epsilon}$) убывает с ростом отношения $|\epsilon_1/\epsilon_0|$;
- 3) вклад поперечной компоненты электрического поля может быть как соизмерим со вкладом продольной компоненты (при $|\epsilon_1/\epsilon_0| \geq 1$), так и значительно превышать его (при $|\epsilon_1/\epsilon_0| \gg 1$).

В обоих случаях с ростом уровня насыщения растет поток энергии НПП, соответствующий фиксированной постоянной распространения.

В обоих случаях с ростом уровня нелинейности убывает вклад потока энергии в нелинейной среде в суммарный поток энергии НПП.

В приложении продемонстрирована применимость полученного в главе I решения к определению величины и знака кубичной нелинейной восприимчивости в $GaAs$ и Si по результатам эксперимента *Chen Y. J., Carter G. M.* по возбуждению НПП на границах раздела $GaAs - Ag$ и $Si - Ag$.

В заключении сформулированы основные выводы выполненных исследований, которые сводятся к следующему:

1. Существует и найдено аналитическое решение задачи о НПП p -типа, распространяющихся вдоль плоской границы раздела оптически линейной и нелинейной непоглощающих сред в модели, учитывающей как зависимость обеих компонент тензора диэлектрической проницаемости нелинейной среды от интенсивности электрического поля НПП, так и эффект насыщения оптической нелинейности.

2. Переход от керровских сред к средам с конечными уровнями насыщения приводит к изменению областей существования НПП и даже к их исчезновению в случаях, когда возбуждение НПП носит пороговый характер. Показано, что для самофокусирующей среды - с убыванием, а для самодефокусирующей среды - с ростом отношения модуля диэлектрической проницаемости линейной среды к линейной части диэлектрической проницаемости нелинейной среды ширина области существования НПП убывает. Т.о., для существования НПП уровень нелинейности в этих случаях не должен быть слишком высок.

3. Переход от керровских сред к средам с конечными уровнями насыщения приводит к сужению диапазона изменения

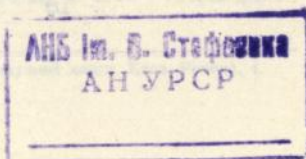
постоянной распространения НПП. Для самофокусирующей среды верхняя граница диапазона становится конечной и убывает с убыванием уровня насыщения; нижняя граница не изменяется. Для самодефокусирующей среды не изменяется верхняя граница, а нижняя - растет с ростом уровня насыщения.

4. При переходе от керровских к средам с конечными уровнями насыщения растет поток энергии НПП, соответствующий фиксированной постоянной распространения. С ростом уровня нелинейности вклад потока энергии в нелинейной среде в суммарный поток энергии НПП растет в случае самофокусирующей среды и убывает для самодефокусирующей среды.

5. Вклад поперечной компоненты электрического поля НПП в нелинейную часть диэлектрической проницаемости соизмерим со вкладом продольной компоненты в случаях, когда линейные части диэлектрических проницаемостей контактирующих сред соизмеримы по абсолютной величине. В частности, это справедливо для всех ситуаций, когда возбуждение НПП носит пороговый (по уровню нелинейности либо потоку энергии) характер. В случаях, когда модуль диэлектрической проницаемости линейной среды значительно превышает линейную часть диэлектрической проницаемости нелинейной среды, основной вклад в линейную часть диэлектрической проницаемости вносит поперечная компонента поля НПП.

Основное содержание диссертации опубликовано в следующих работах автора:

1. Нелинейные поверхностные поляритоны р-типа вблизи границы раздела металл-насыщающаяся самофокусирующая среда. - Проза А.Д., Стрижевский В.Л. - Укр. физич. журн., 1991. - т.36. - № 3. - С. 327-332.

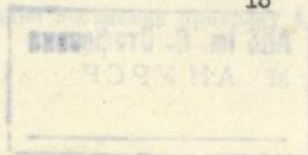


2. Нелинейные поверхностные поляритоны и их спектроскопические применения / Гроза А.Д., Довгий Б.П., Дыменюк К.П., Стрижевский В.Л. - Тез. докл. XX Всесоюзного съезда по спектроскопии. - Киев, 1988. - ч. II - С. 144-145.

3. Properties of p-Polarized Nonlinear Surface Polaritons. - Groza A.D., Strizhevskii V.L. - Phys. stat. solidi (b). - 1991. - v. 163. - P. 381-388.

4. P-Polarized Nonlinear Surface Polaritons Near the Surface of a Saturable Self-Defocusing Medium: Threshold Case. - Groza A.D., Strizhevskii V.L. - Appl. Phys. A. - 1991. - v. 52. - P. 180-183.

5. p-Polarized Nonlinear Surface Polaritons near the Surface of a Saturable Self-Focusing Medium. - Groza A.D., Strizhevskii V.L. - Phys. stat. solidi (b). - 1992. - v. 170. - P. K21-K25.



Подп. к печ. 30.10.92.

Формат 60×84 $\frac{1}{4}$ Бумага *л/с*

Печ. офс. Усл. печ. л. 1,16

Уч.-изд. л. 0,22 Тираж 100

Зак. *2-3475*. Бесплатно.

Киевская книжная типография научной книги. Киев, Репина, 4.

469149

AB 26.276

AB 26.276