

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ  
ИНСТИТУТ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕХНИКИ

На правах рукописи  
Для служебного пользования  
Экз. № .

ГУРАЛЬНИК Игорь Романович

УДК 621.315.592;535.215.5

ПРОСТРАНСТВЕННЫЙ ЗАРЯД И ВОЛНЫ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА,  
ОБУСЛОВЛЕННЫЕ НЕОДНОРОДНОСТЬЮ ОПТИЧЕСКОЙ ГЕНЕРАЦИИ В  
ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ ТИПА  $A^2B^6$

О1.04.10 - физика полупроводников и диэлектриков

А в т о р е ф е р а т  
диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Москва - 1987

Работа выполнена в Куйбышевском государственном  
университете

Научный руководитель: кандидат физико-математи-  
ческих наук, доцент  
Алимшиев В.Н.

Официальные оппоненты: доктор физико-математи-  
ческих наук, профессор  
Р.А. Сурис

кандидат физико-матема-  
тических наук, доцент  
Б.М. Орлов

Ведущая организация: Саратовский ордена Трудо-  
вого Красного Знамени го-  
сударственный университет  
имени Н.Г. Чернышевского

Защита состоится " \_\_\_\_\_ " \_\_\_\_\_ 1987 г. в \_\_\_\_\_ часов  
на заседании специализированного совета Д.053.02.02  
Московского института электронной техники (Москва, 103498).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке МИЭТ.

Автореферат разослан " 24 " августа 1987 г.

Ученый секретарь  
специализированного совета  
д.т.н., профессор

Л.А. Коледов

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Важное место в элементной базе опто- и фотоэлектроники занимают соединения группы  $A^{2}B^{6}$ . Фотоприемные слои на их основе входят в состав различного рода оптронов, фотопотенциметров, преобразователей изображения и целого ряда других устройств.

При этом освещение фотопроводника (ФП) вдоль линий электрического тока часто оказывается неравномерным либо вследствие особенностей включения фоточувствительного элемента в оптико-электронную схему (продольная фотопроводимость), либо вследствие необходимости исследовать пространственно неоднородное (в частности, периодическое) поле излучения. Такие дифракционные решетки играют важную роль в динамической голографии. В последнее время растущий интерес вызывает также движущиеся решетки - бегущие волны интенсивности освещения, поскольку аналогичный вид имеют выходные оптические сигналы в доплеровской голографии и лазерной интерферометрии.

Таким образом, в реальных условиях темп оптической генерации в различных точках фоточувствительной структуры часто оказывается различным. С другой стороны, влияние оптической неоднородности на свойства ФП в теоретическом плане исследовано еще недостаточно.

Объективная трудность здесь связана с явной координатной зависимостью, привносимой в исходные уравнения неоднородностью фотогенерации, что в общем случае исключает возможность понижения порядка основного нелинейного дифференциального уравнения. Изучение продольных квазимонополярных ФП обычно основывалось на предположении о квазинейтральности базы структуры. Между тем, при неоднородной оптической генерации это предположение часто нарушается, что должно приводить к качественным особенностям в поведении дифференциальных и интегральных характеристик ФП, таких как распределение пространственного заряда, емкость ФП и др.

Динамические характеристики структур при неоднородном фотовозбуждении также изучены недостаточно, поскольку не учитывалась возможность возбуждения в широкозонных полупроводниках т.н. волн пространственной перезарядки ловушек (ВПШЛ). Существование таких волн было теоретически предсказано в работах Сурица Р.А. с соавторами, а затем подтверждено экспериментально. Некоторые теоретические и экспериментальные данные свидетельствуют о возможности возбуждения ВПШЛ и в соединениях типа  $A^{2}B^{6}$ .

Цель работы заключалась в теоретическом исследовании особенностей стационарных и нестационарных характеристик фоточувствительных структур металл-широкозонный полупроводник-металл, обусловленных неравномерностью фотовозбуждения в них носителей заряда. Наряду с общими закономерностями, присущими неоднородности как таковой, ставилась задача установить характерные черты монотонного (экспоненциального) и периодического законов генерации. Ввиду практической важности исследовались как статические решетки, так и бегущие волны интенсивности освещения.

Научная новизна. Исследовано влияние специфического "дрейфового" заряда, обусловленного неоднородностью оптической генерации как таковой, на зарядовые характеристики ФП. Наличие "дрейфового" заряда приводит к ряду эффектов: встречному распространению пространственного заряда при монополярной фотопроводимости, инверсии знака дифференциальной емкости ФП и др.

Выяснена роль неоднородности фотогенерации в процессах возбуждения и распространения ВПЗ и, в частности, ВППЛ. Предсказана возможность и исследованы условия резонанса частотной зависимости эквивалентной емкости ФП при освещении решеткой интенсивности.

Впервые проведен расчет фототклика полупроводника на возбуждение бегущей волной интенсивности и предсказан резонансный характер зависимости фототока от пространственной или временной частоты оптического сигнала. Показана возможность параметрического взаимодействия волн и параметрической неустойчивости в данном случае. В отличие от известных типов неустойчивости в плазме полупроводников рассмотренные явления обусловлены взаимодействием лишь волн пространственного заряда.

Практическая ценность. Наличие в объеме продольного ФП "дрейфового" заряда, величина и локализация которого зависят от параметров освещения (интенсивность, коэффициент поглощения), можно использовать для световой модуляции электрических свойств проводящего канала в структурах типа полевого транзистора. Возможность квазииндуктивного эффекта при определенном взаимном направлении внешнего поля и градиента освещенности необходимо учитывать при разработке твердотельных аналогов индуктивности. Резонанс емкости и фототклика ФП при пространственно периодическом возбуждении дает возможность для проведения независимых измерений параметров фоточувствительного полупроводника (подвижности, времени жизни) либо решетки освещения.

Параметрическую неустойчивость ВПЗ и связанное с ней усиление волн в принципе можно использовать для разработки усилителей и преобразователей частоты оптического сигнала при его трансформации в электрический.

На защиту выносятся следующие положения:

1. Дрейф основных носителей под действием внешнего поля в условиях пространственно неоднородной оптической генерации приводит к появлению в ФП "дрейфового" заряда. Для экспоненциального закона фотовозбуждения этот заряд порождает возможность встречного развития зарядов в монополярном ФП. Конкуренция "дрейфового" и инжектированного зарядов обуславливает инверсию знака дифференциальной емкости ФП. Для периодического закона генерации имеет место стратификация электрического поля и плотности пространственного заряда.

2. Неоднородное стационарное распределение концентрации свободных носителей заряда, возникающее при неоднородном фотовозбуждении произвольного профиля, выступает в качестве распределенного источника ВПЗ. При периодическом законе генерации интерференция волн от различных участков источника приводит к усилению ВПЗ, что существенно модулирует эквивалентные параметры структуры, и в частности, делает возможным резонанс частотной зависимости емкости.

3. В фоточувствительном полупроводнике возможно осуществить параметрическое взаимодействие ВПЗ с использованием волны накачки в виде ВПЗ, возбуждаемой бегущей волной интенсивности освещения. При параметрическом взаимодействии двух ВППЛ возможна конвективная неустойчивость и усиление волн.

Апробация работы. Основные результаты диссертации докладывались на трех Всесоюзных совещаниях по теории полупроводников: г.Тбилиси, (1978), г.Ужгород (1983), г.Ташкент (1985).

Публикации. Основные результаты и положения диссертации опубликованы в 6 статьях и 3 тезисах Всесоюзных совещаний.

Структура и объем работы. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка цитируемой литературы. Она содержит 135 страниц машинописного текста, 17 рисунков, в списке литературы 152 наименования.

## СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность темы диссертационной работы, сформулирована цель исследования, приведены основные положения, выносимые на защиту, описана структура диссертации.

В первой главе рассмотрены известные из литературы особенности стационарных и динамических характеристик широкозонных полупроводников при неоднородной оптической генерации носителей заряда.

Отмечается, что при изучении стационарной продольной фотопроводимости основное внимание обычно уделялось эффектам фотовыпрямления, т.е. расчету вольтамперных характеристик, тогда как ряд теоретических и экспериментальных данных указывает на нетривиальность зарядовых свойств продольной структуры. На динамическую вольтамперную характеристику (импеданс) и фотоотклик большое влияние оказывает возбуждение в полупроводнике с глубокими центрами низкочастотных ВПП. Последнее может иметь место вследствие нестационарной инжекции основных носителей заряда из контакта. Приведены основные отличия ВПП от высокочастотных ВПЗ свободных носителей (ВСН). Поскольку свойства рассматриваемых материалов в значительной степени обусловлены наличием глубоких центров, в этих материалах также должно иметь место возбуждение ВПП. В частности, показано, что описанные в литературе (но не нашедшие объяснения) низкочастотные колебания фототока в высокоомных образцах  $CdS$  и их закономерности могут быть объяснены возбуждением в этих экспериментах ВПП.

На основании анализа литературных данных в конце главы сформулирована цель и основные задачи диссертационного исследования.

Во второй главе приведены расчет и анализ стационарных дифференциальных и интегральных характеристик ФП при неоднородной фотогенерации.

Исследовалась структура металл-широкозонный полупроводник-металл. В качестве модели ФП принимался полупроводник, в запрещенной зоне которого содержится два класса центров рекомбинации и один класс мелких уровней прилипания. Центры рекомбинации резко асимметричны по сечению захвата электронов, но симметричны по сечению захвата дырок. При освещении такого фотопроводника светом из области собственного поглощения наблюдается обычная монополярная фотопроводимость. Данная модель широко используется для описания фотоэлектрических свойств сульфида кадмия и его аналогов.

Замкнутая система исходных уравнений имеет вид:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{e} \frac{\partial j_n}{\partial x} + G(x, t) + \gamma_t n_t N_{ct} - R \quad (1)$$

$$j_n = e \mu_n E + e D \frac{\partial n}{\partial x} \quad (2)$$

$$R = n \left[ \gamma_r (\rho_r + \rho_r^T) + \gamma_t (N_t - n_t) \right] \quad (3)$$

$$j = j_n + \frac{\alpha}{4\pi} \frac{\partial E}{\partial t} \quad (4)$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{4\pi e}{\alpha} (\rho_r - n - n_t) \quad (5)$$

$$\frac{\partial \rho_r}{\partial t} = G(x, t) - \gamma_r n (\rho_r + \rho_r^T), \quad (6)$$

где  $n$  - полная концентрация свободных электронов,  $n_t$  - полная концентрация электронов на  $t$ -центрах,  $\rho_r^T$  - концентрация дырок на  $r$ -центрах в исходном (очувствленном) состоянии,  $\rho_r$  - отклонение концентрации дырок на  $r$ -центрах от  $\rho_r^T$ ,  $N_{ct}$  - статфактор  $t$ -центров,  $E$  - напряженность электрического поля,  $\gamma_r$  и  $\gamma_t$  - коэффициенты захвата электронов  $r$ - и  $t$ -центрами соответственно,  $G(x, t)$  - темп оптической генерации. Остальные обозначения общеприняты.

В качестве граничных условий задавались концентрации свободных электронов на катоде и аноде.

Для выяснения роли объемной неоднородности вначале был рассмотрен случай слабонеоднородного освещения произвольного вида:

$$G(x) = G [1 + \epsilon \psi(x)], \quad (7)$$

где  $\epsilon \ll 1$ , а  $\psi(x)$  характеризует профиль неоднородности. Расчет с помощью (1-7) плотности пространственного заряда показал, что при неоднородной генерации заряд в объеме ФП возникает не только вследствие диффузии (Дембер-эффект), но и вследствие дрейфа носителей во внешнем поле. При этом величина такого "дрейфового" заряда пропорциональна величине дрейфовой скорости электронов и градиента неоднородности освещения.

Поскольку в реальных фотоприемных структурах рабочие напряжения таковы, что дрейфовые потоки играют важную роль, "дрейфовый" заряд может преобладать над демберовским зарядом и зарядом приконтактных областей, т.е. оказывать существенное влияние на формирование заря-

вых характеристик ФП. В данной работе характер этого влияния был исследован для двух важных с практической точки зрения законов генерации — экспоненциального (продольная фотопроводимость) и периодического (дифракционные решетки).

Для экспоненциального закона генерации  $G(x) = G_0 \exp(-\alpha x)$ , где  $\alpha$  — коэффициент поглощения, расчет проведен в бездиффузионном приближении. Показано, что "дрейфовый" заряд приводит к возможности встречного распространения зарядов в монополярном ФП: пространственный заряд заполняет ФП не только со стороны катода (инжекция), но и со стороны анода ("дрейфовый" заряд). Из проведенного анализа также следует, что знаки приконтактного и "дрейфового" зарядов могут быть противоположны, что должно приводить к особенностям интегральных зарядовых характеристик. Полный заряд и дифференциальная емкость ФП были рассчитаны для различных типов контакта и полярностей приложенного напряжения. Учитывалась также возможная зависимость граничной концентрации от плотности тока вследствие эффекта Шоттки.

Результаты расчета показали, что как полный заряд, так и емкость ФП с ростом приложенного напряжения могут изменить свой знак (квазииндуктивный эффект). Инверсия знака емкости в фоточувствительных образцах  $CdS$  ранее наблюдалась экспериментально. Расчетные вольт-фарадные характеристики находятся в качественном соответствии с известными из литературы экспериментальными данными, а типичные расчетные значения емкости также составляют величину порядка  $10^2 - 10^3$  пФ.

В случае периодического закона генерации  $G(x) = G_0(1 + \epsilon \sin \alpha x)$  решение, в отличие от общепринятого подхода, получено без предположения о слабой контрастности решетки освещения. В области малых внешних полей  $E_0$  ( $E_0 \ll kT\alpha/e$ ), когда сквозной ток не влияет на распределение носителей заряда, плотность пространственного заряда имеет вид:

$$\rho(x) = -2e p_r^+ \sum_{k=1}^{\infty} \frac{k p^k}{k^2 + (\alpha L_D)^{-2}} \cos k(\alpha x + \frac{\pi}{2}), \quad (8)$$

где  $p = [1 - (1 - \epsilon^2)^{1/2}] / \epsilon$ ,  $L_D$  — длина экранирования Дебая. Ряд (8) не суммируется в известных функциях. Для него было найдено интегральное представление. Расчет на ЭВМ показал, что с ростом  $E$  в распределении  $\rho(x)$  имеется тенденция к образованию узких отрицательно заряженных слоев и относительно широких слоев положительного заряда. Причина такой "стратификации" в конечном счете заключается в том, что в обедненных электронами областях (отрицательный



заряд) проводимость недостаточна для поддержания диффузионно-дрейфового равновесия.

В области больших внешних полей ( $E_0 \gg kT_d/e$ ) "стратификация" проявляется в виде образования двойных электрических слоев. Решетка пространственного заряда при этом представлена целиком "дрейфовым" зарядом.

В третьей главе проводится исследование отклика неоднородно освещенного ФП на возмущение переменным электрическим полем (малосигнальный анализ).

Следующее из уравнений (I-6) линейное дифференциальное уравнение второго порядка с переменными коэффициентами, описывающее распределение в образце амплитуды нестационарной части электрического поля  $\delta E(x)$ , было дополнено граничными условиями вида

$$\frac{\delta n(0)}{n(0)} = h_0 \frac{\delta E(0)}{E(0)}, \quad \frac{\delta n(d)}{n(d)} = -h_d \frac{\delta E(d)}{E(d)},$$

где  $n(x)$ ,  $E(x)$  - стационарные решения,  $h_0$  и  $h_d$  - параметры контакта, характеризующие его инжекционные способности в нестационарных условиях. В отсутствие инжекции  $h_0 = h_d = 0$ , сильная инжекция означает  $h_0 \gg 1$  (катод расположен в точке  $x = 0$ ).

Как и для стационарной задачи, вначале был рассмотрен случай слабонеоднородной фотогенерации произвольного вида (7). Для нестационарной концентрации в отсутствие инжекции было получено

$$\delta n(x) = \int_0^x A(x') e^{\lambda(x-x')} dx', \quad (9)$$

где  $A(x') = \varepsilon(\delta E_n/E_0) dn(x')/dx'$ ,  $\delta E_n$  - омическая вариация поля,  $\lambda$  - умноженный на мнимую единицу волновой вектор ВПЗ.

Из соотношения (9) видно, что колебания плотности свободного заряда в некоторой точке  $x$  определяются суперпозицией колебаний, пришедших в данную точку из других локальных областей, расположенных между катодом  $x' = 0$  и точкой наблюдения  $x' = x$ . Таким образом, каждая локальная область является неким распределенным источником ВПЗ, фаза колебаний которого, как видно из (9), зависит от градиента концентрации свободных носителей заряда в нем. Поскольку  $A(x')$  пропорциональна абсолютной величине  $grad n(x')$ , в данном случае необходимым условием возбуждения как ВСН, так и ВПЗД является неоднородность оптической генерации. Подчеркнем, что обычно в качестве причины возбуждения ВПЗ указывается нестационарная инжекция. Однако полученные результаты свидетельствуют, что при неоднородной генерации ВПЗ могут возбуждаться и в отсутствие инжекции.

С целью изучения особенностей возбуждаемых распределенным источником ВПЗ для реальных законов генерации уравнение для поля решалось без предположения о слабой неоднородности освещения. Было использовано дрейфовое приближение и приближение постоянного времени жизни  $\tau = \text{const}$ . В этом случае универсальное решение, не зависящее от конкретного вида неоднородности, удалось представить в квадратурах.

В частном случае экспоненциальной неоднородности распределение  $\delta E$  выражается через интеграл ошибок. Исследовано асимптотическое поведение поля в области высоких и низких частот, а также при  $\alpha \rightarrow 0$ . Отмечается, что в литературе известен расчет распределения поля для экспоненциальной неоднородности. Однако использование итерационного метода решения основного уравнения, при котором решение получается в виде полусходящегося ряда, не позволило авторам описать возбуждение в ФП волн пространственного заряда (в решении отсутствовали осциллирующие члены). Непосредственное интегрирование, проведенное в настоящей работе, показывает возможность такого возбуждения.

В случае периодического закона генерации поле наряду с осциллирующими содержит резонансные множители вида  $[(n+2m)\alpha - k + i\gamma]^{-1}$ , где  $n, m$  - целые числа,  $k$  и  $\gamma$  - соответственно волновой вектор и коэффициент затухания ВПЗ. Это означает, что когда на периоде решетки укладывается целое число длин волн пространственного заряда амплитуда поля в данной точке возрастает.

Предложен механизм данного явления, который заключается в следующем. При периодическом характере зависимости  $n(x)$  (см.(9)) для некоторых  $\lambda$  различие в фазах волн, пришедших в данную точку из других локальных областей, будет в точности компенсироваться зависимостью их начальной фазы от  $\text{grad} n(x)$ . Тогда амплитуды всех волн складываются и  $\delta n(x)$  (а значит, и  $\delta E(x)$ ) возрастает. Последнее должно иметь место, например, при  $k = \alpha$ , т.е. когда длина волны объемного заряда совпадает с периодом неоднородности. Для слабой неоднородности ( $\epsilon \ll 1$ ) эта возможность является единственной, так как возбуждение высших гармоник не учитывается.

С целью исследования возможности экспериментального наблюдения указанных эффектов с помощью полученных распределений в приближении слабой неоднородности рассчитан импеданс и эквивалентные параметры структуры. Для монотонного закона генерации низкочастотная емкость имеет вид

$$C = C_0 \left[ 1 - \alpha \nu \tau \left( 1 - \frac{\omega}{\Omega_d} \sin \frac{\Omega_d}{\omega} \right) \right] \quad (10)$$

где  $C_0$  - геометрическая емкость,  $\omega$  - частота электрического сигнала,  $\Omega_d = d/\tau_m \nu$  - характерная частота ВППИ,  $\tau_m$  - время максвелловской релаксации. При  $\alpha \nu \tau \gg 1$  емкость ФП превышает геометрическую и осциллирует с изменением частоты, внешнего поля и освещенности. Осцилляции являются следствием возбуждения волн распределенным источником, причем, как следует из (10), в отличие от случая возбуждения волн контактом при определенной полярности приложенного напряжения возможен квазииндуктивный эффект.

Для периодического закона генерации в области низких частот получено:

$$C = C_0 \left\{ 1 + \frac{\epsilon \kappa}{\omega \tau_m d} \operatorname{Im} \Lambda \left[ \frac{\alpha}{\kappa} \left( e^{\kappa d} \cos \kappa d - 1 \right) - \frac{\kappa}{\alpha} (\cos \alpha d - 1) \right] \right\}, \quad (11)$$

где  $\Lambda \approx (\alpha^2 - \kappa^2 + 2i\kappa\alpha)^{-1}$ .

Наличие в (11) параметра  $\Lambda$  свидетельствует о резонансной зависимости  $C$  от  $\kappa$ , т.е. от частоты внешнего сигнала и поля. Если при этом затухание ВПЗ вследствие рекомбинации и максвелловской релаксации мало, то резонанс является острым. Присутствие острого резонанса на частотной зависимости емкости дает возможность использовать данный эффект для измерения параметров фоточувствительного материала (времени жизни, подвижности) или решетки освещения (период, контрастность).

В четвертой главе рассмотрен фотоотклик образца на нестационарное неоднородное освещение, причем исследованы как линейные, так и нелинейные эффекты такого возбуждения.

В рамках линейной по возмущению теории исходная система уравнений описывает собственные ВПЗ (общее решение) и вынужденные ВПЗ (частное решение, пропорциональное параметру возмущения  $\epsilon$ ), которые и соответствуют линейному фотоотклику. Анализ последнего показал, что в нестационарном случае неоднородность генерации также выступает в качестве распределенного источника волн, линейная плотность которого равна  $d\tilde{n}_1/dx$ , где  $\tilde{n}_1(x) = \tilde{G}(x)\tau/(1-i\Omega\tau)$ ,  $\tilde{G}(x)$  - амплитуда нестационарной части оптического сигнала, модулированного с частотой  $\Omega$ . Величина  $\tilde{n}_1(x)$  имеет смнсл "квазинейтральной" концентрации, поскольку при  $\tilde{n} \approx \tilde{n}_1(x)$  вариация плотности заряда в образце равна нулю. Отмечается, что условия нестационарной неоднородной засветки часто реализуются на практике, на-

пример, в методах с использованием пульсирующего либо сканирующего светового зонда. Как показывают литературные данные, в этом случае действительно экспериментально наблюдалось возбуждение ВПЗ, не связанное с контактными явлениями.

Получено выражение для фототока в важном частном случае бегущих волн интенсивности освещения  $\tilde{G}(x) = G_0 \exp(i\alpha x)$ . При  $\alpha \rightarrow 0$  из него следует известная формула для фототоклика однородного полупроводника при возбуждении ВПЗ.

Однако неоднородность освещения ( $\alpha \neq 0$ ) приводит к качественным особенностям в поведении фототока. Так, в случае "длинных" образцов ( $|\alpha|d \gg 1$ ), хотя ни импеданс образца, ни фототок не имеют осциллирующей зависимости от  $k$ , может иметь место увеличение фототока при совпадении длины ВПЗ и пространственного периода освещенности. Последнее следует из того факта, что при  $|\alpha|d \gg 1$  неравенство  $|\alpha|d \gg 1$  совместно с условием острого резонанса  $k \gg |\alpha|$ . Физическая причина этого заключается в том, что для проявления интерференции ВПЗ от различных участков распределенного источника достаточно, чтобы волны слабо затухали на длине порядка периода решетки, а не во всем образце, как в случае однородной генерации. Поэтому при неоднородной генерации возбуждение ВПЗ проявляется и в длинных образцах, что существенно расширяет область их возможного экспериментального наблюдения и применения.

Для коротких образцов резонанс фототоклика проявляется более резко. Проанализированы параметры резонансного пика в области низких частот, где фототоклик максимален. Показано, что добротность резонанса растет с увеличением фактора  $\alpha d$ , приблизительно равного числу периодов решетки, укладывающихся в образце. Наличие резко выраженного пика на частотной зависимости фототоклика дает принципиальную возможность использовать обычный ФП в качестве фильтрующего оптоэлектронного элемента. Причем частота пропускания такого фильтра  $\omega_{\text{рез}} = (4\pi e / \hbar \alpha) G_0 / E_0$  перестраивается фоновой засветкой или постоянным смещением.

Предложена итерационная процедура расчета амплитуд высших гармоник в вынужденной волне. С помощью этого метода рассчитана амплитуда второй гармоники и определены пределы справедливости линейной теории.

В рамках нелинейной теории рассмотрен вопрос о взаимодействии собственных ВПЗ в поле достаточно мощной вынужденной волны, которая в этом случае выступает в качестве волны накачки. Для синхронных собственных мод  $\omega, k$  и  $\omega_- = \omega - \omega_0, k_- = k - \alpha$  получено дисперсион-

ное соотношение, учитывающее их параметрическое взаимодействие. Методом слабосвязанных волн проведен анализ этого уравнения с целью выяснения возможности неустойчивости ВПЗ, проанализированы точки синхронизма.

Показано, что конвективная неустойчивость возможна в каждом из трех случаев: при взаимодействии двух низкочастотных мод, одной низкочастотной и одной высокочастотной моды, а также при взаимодействии двух высокочастотных мод. Однако учет собственного затухания волн приводит к тому, что взаимодействие с участием ВСН оказывается недостаточно эффективным для развития неустойчивости, поэтому последняя возможна лишь при взаимодействии двух ВППЛ. Условия неустойчивости, таким образом, имеют вид

$$\frac{4\omega_0^2}{\alpha v_0} < \Omega \ll \min\{\tau^{-1}, \tau_n^{-1}\}$$

$$\alpha v_0 \gg \Omega, \quad \frac{\tilde{G}}{G_0} > a \left(\frac{\Omega}{\alpha v_0}\right)^{1/2},$$

где  $a$  - множитель порядка единицы. Для полупроводников  $A^2 B^6$  при  $\tau_n \sim 10^{-5}$  с (средние интенсивности),  $\tau \sim 10^{-4}$  с неустойчивость должна возникать в полях  $E_0 > 10^2$  В/см для решеток с  $\alpha \gtrsim 10^3$  см $^{-1}$  и  $\Omega \lesssim 10^3$  с $^{-1}$ .

Указанный новый тип параметрической неустойчивости обусловлен взаимодействием между собой лишь ВПЗ и поэтому возможен в отсутствие магнитного поля, что отличает данное явление от большинства других плазменных неустойчивостей. Кроме того, не требуется разогрева плазмы носителей заряда, как в случае неустойчивости Ганна. Описанное явление представляет интерес для разработки усилителей и преобразователей электрических и оптических сигналов.

### ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ И ВЫВОДЫ

Основные результаты работы могут быть сформулированы следующим образом:

I. Установлено, что при неоднородном характере оптической генерации в объеме ФП может развиваться специфический "дрейфовый" заряд. Впервые показана возможность эффекта встречного распространения зарядов в монополярном фотопроводнике, также обусловленная неоднородностью фотогенерации.

2. Проведен расчет низкочастотной емкости фотопроводника с учетом изменения в заполнении глубоких центров и пространственного заряда приконтактных областей. Показана возможность смены знака емкости фотопроводника и его полного заряда, что представляет интерес в связи с проблемой создания твердотельного аналога индуктивности.

3. Получено решение исходной системы уравнений для случая освещения образца решеткой интенсивности произвольной контрастности. Обнаружена стратификация пространственного заряда, т.е. тенденция к образованию в его распределении либо узких пиков отрицательного заряда на фоне практически равномерного положительного заряда, либо двойных электрических слоев.

4. Предложен механизм, объясняющий указанные эффекты. В основе его лежит представление о "дрейфовом" заряде, существование которого обусловлено неоднородностью фотогенерации как таковой. В отличие от демберовского заряда, "дрейфовый" заряд в конечном счете связан с пространственным перераспределением носителей при их движении под действием внешнего поля.

5. Рассчитаны распределения нестационарной концентрации свободных носителей и электрического поля при неоднородной генерации, учитывающие возбуждение в объеме образца волн пространственного заряда.

6. Впервые показано, что неоднородная оптическая генерация выступает в качестве распределенного источника волн пространственного заряда. Линейная плотность амплитуды этого источника пропорциональна абсолютной величине градиента стационарной концентрации свободных носителей заряда, а фаза зависит от его направления.

7. Показано, что вследствие возбуждения волн пространственного заряда распределенным источником эквивалентные параметры фотопроводника осциллируют при изменении частоты, постоянного смещения или интенсивности освещения. При этом для монотонного закона генерации имеет место инверсия типа инерционности при изменении полярности приложенного напряжения, для периодического закона генерации впервые установлена возможность резонансной зависимости эквивалентной емкости фотопроводника от величины поля, частоты, интенсивности освещения и пространственного периода неоднородности. Последний эффект может быть использован для измерения параметров фоточувствительных материалов.

8. Рассчитан фототклик на освещение фотопроводника бегущей решеткой интенсивности освещения. Показан резонансный характер зависимости фототклика от частоты переменного сигнала, что дает принципиальную возможность использовать фотоприемник в качестве пере-

страиваемого фильтра, пропускная частота которого управляется постоянным смещением.

9. Получены дисперсионные соотношения для параметрически взаимодействующих волн в случае, когда волна накачки возбуждается бегущей волной интенсивности освещения. Установлена возможность конвективной неустойчивости и усиления волн пространственного заряда.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. Алимшиев В.Н., Баранов Л.И., Гуральник И.Р. О влиянии неоднородности оптической генерации на интегральные характеристики фотопроводников. - В кн.: Девятое совещание по теории полупроводников (тезисы докладов). Тбилиси, 1978, с. 12.
2. Алимшиев В.Н., Баранов Л.И., Гуральник И.Р. К теории фотопроводимости при неоднородной оптической генерации. Рукопись деп. в ЦНИИ "Электроника", 1982, № 3406-82.
3. Алимшиев В.Н., Гуральник И.Р., Тейхриб Я.А. О возможности возбуждения волн пространственной перезарядки ловушек неоднородной оптической генерацией. - В кн.: Одиннадцатое совещание по теории полупроводников (тезисы докладов). Ужгород, 1983, с. 9.
4. Алимшиев В.Н., Гуральник И.Р., Тейхриб Я.А. Возбуждение волн перезарядки ловушек, обусловленное неоднородной оптической генерацией носителей заряда в фоточувствительном полупроводнике. - В сб.: Применение методов классической и квантовой теории к решению физических задач. Куйбышев, 1983, с. 124-130.
5. Алимшиев В.Н., Гуральник И.Р. Об отрицательной емкости фоточувствительного полупроводника. - ФТП, 1984, т. 18, вып. 4, с. 676-679.
6. Алимшиев В.Н., Гуральник И.Р. Волны пространственного заряда при неоднородной оптической генерации. - ФТП, 1984, т. 18, вып. 9, с. 1561-1564.
7. Алимшиев В.Н., Гуральник И.Р. Параметрическая неустойчивость волн пространственной перезарядки ловушек в фоточувствительном полупроводнике. - В кн.: Двенадцатое совещание по теории полупроводников (тезисы докладов, ч.1). Ташкент, 1985, с. 25.
8. Алимшиев В.Н., Гуральник И.Р. О параметрической неустойчивости в фоточувствительном полупроводнике, обусловленной движущейся решеткой интенсивности освещения. - ФТП, 1986, т. 20, вып. 5, с. 811-814.

9. Гуральник И.Р. Возбуждение волн пространственного заряда в фоточувствительном полупроводнике под действием бегущей волны интенсивности освещения.-В сб.: Распространение и преобразование сигналов в направляющих системах. Куйбышев, 1986, с. 58-65.