ные же значения концентраций, показанные на графике точками, отличаются от среднестатистических и свидетельствуют о том, что атомы железа преимущественно сосредоточиваются в положениях 12(d) структуры β-Mn. Как и в случае сплавов на основе α-Mn, в твердых растворах железа в β-Mn среднестатистическое распределение атомов сплава по узлам решетки β-Mn достигается только на границе однофазной области. В пределах однофазных областей твердых растворов железа в α- и β-Mn наблюдается упорядоченное расположение атомов железа, т. е. в этих сплавах имеет место явление избирательного взаимозамещения компонентов. Тот факт, что статистическое распределение атомов железа по узлам кристаллических решеток α- и β-Mn реализуется лишь на границах однофазных α и β-твердых растворов, свидетельствует о том, что решающую роль в устойчивости α- и β-модификаций в сплавах Mn—Fe по отношению к концентрационным воздействиям (т. е. к легированию марганца железом) играет вклад конфигурационной энергии в общей энергетический баланс сплава.

Выводы.

1. Экспериментально установлено упорядоченное распределение атомов железа по узлам кристаллических решеток α- и β-модификаций марганца в сплавах Mn—Fe.

2. Каждая из структур α- и β-Mn содержит атомы в различных валентных состояниях, причем электронная конфигурация атомов определяется в первую очередь координационными характеристиками ближайшего окружения.

3. Устойчивость кристаллических структур α- и β-Mn в сплавах Mn—Fe по отношению к концентрационным воздействиям в значительной мере определяется конфигурационной энергией сплавов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Preston G. D. Phil. Mag., 1928, 5, p. 1198. [2] Preston G. D. Phil. Mag., 1928, 5, p. 1207. [3] Крипякевич П. И. Кристаллография, 1960, 5, с. 273. [4] Хансен М., Андерко К. Структуры двойных сплавов. М.: Металлургиздат, 1962, т. 2, с. 708. [5] Kimbal C. W. et al. Phys. Rev., 1966, 146, p. 375. [6] Илюшин А. С., Корчажкин В. В. Физ. мет. и металловедение, 1980, 49, № 6, с. 1323. [7] Юм-Розери В., Рейнор Г. В. Структура металлов и сплавов. М.: Металлургиздат, 1959.

Поступила в редакцию
18.03.81

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, Т. 23, № 5

УДК 621.372:539.219.3

ВЛИЯНИЕ ДИФФУЗИОННОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИЗБЫТОЧНЫХ НОСИТЕЛЕЙ НА ОТРАЖЕНИЕ СВЧ-ВОЛНЫ ОТ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО СЛОЯ В ВОЛНОВОДЕ

А. В. Козарь, Ю. А. Пирогов, А. Н. Сандалов

(кафедра радиофизики СВЧ)

В последнее время все большее применение находят бесконтактные СВЧ-методы исследования полупроводников и диэлектриков, основанные на измерении коэффициента отражения СВЧ-волны от образца исследуемого материала в волноводе. Особенно удобным для таких измерений является балансный метод, основанный на использовании двойного волноводного Т-моста и позволяющий с высокой

точностью определять не только темновые (в отсутствие воздействующего излучения) параметры полупроводников, но и малые изменения этих величин, времена жизни носителей заряда при внешнем воздействии и т. п.

В работе [1] была рассмотрена реакция двойного волноводного Т-моста на малые изменения удельной проводимости полупроводниковой пластины, целиком заполняющей поперечное сечение волновода, при изменении ее толщины как параметра в случае, когда распределение избыточных носителей по объему образца равномерно. Однако,

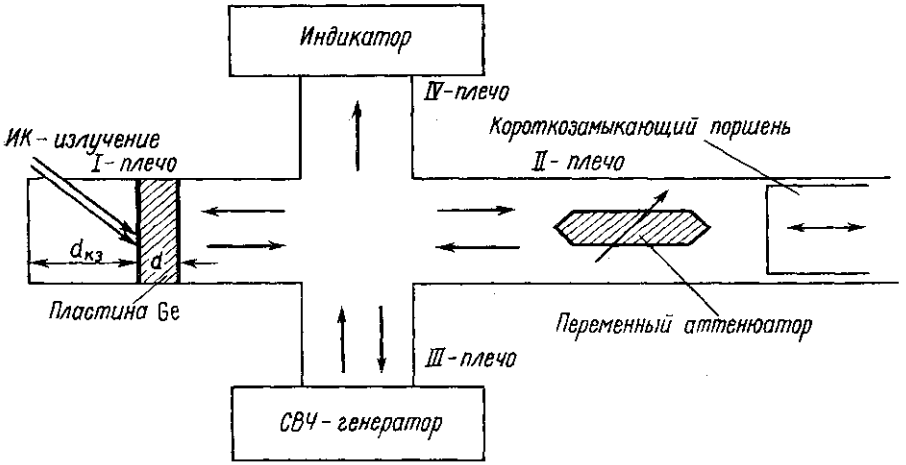

Рис. 1

как показывает анализ процессов диффузии неравновесных носителей [2], это распределение может быть существенно неоднородным (как, например, в случае собственной фотопроводимости, когда коэффициент поглощения оптического излучения весьма высок и фотоинжекция поверхностная).

Поэтому в данном сообщении рассматривается влияние неоднородности распределения возбужденных в образце носителей на величину и время установления стационарного отклика двойного Т-моста для различных параметров полупроводниковой пластины, с тем чтобы установить степень корректности измерений без учета диффузии и определить условия введения соответствующих поправок.

Электродинамическая модель полупроводникового слоя с неравномерным распределением избыточных носителей заряда. Рассмотрим случай [1], когда плоскопараллельная полупроводниковая пластина помещена в одно из симметричных плеч двойного волноводного Т-моста (рис. 1), так что мощность отклика в индикаторном плече моста IV с изменениями модуля $|\Gamma|$ и фазы φ коэффициента отражения Γ СВЧ-волны от полупроводниковой пластины имеет вид:

$$\Delta P_4 = \frac{P_3 |\Gamma|^2}{4} \left[2 \left(1 + \frac{\Delta|\Gamma|}{|\Gamma|} \right) (1 - \cos \Delta\varphi) + \left(\frac{\Delta|\Gamma|}{|\Gamma|} \right)^2 \right], \qquad (1)$$

где $\Delta|\Gamma|$ и $\Delta\varphi$ — функции изменения удельной проводимости пластины $\Delta\sigma$.

Коэффициент отражения Γ при неоднородном распределении избыточной проводимости $\Delta\sigma(z)$ в образце можно определить, восполь-

зовавшись методом импедансных характеристик [3]. Для этого образец условно разделяется на n плоскопараллельных слоев одинаковой толщины Δz плоскостями, нормальными к оси волновода, причем распределение волновых параметров в каждом из слоев полагается однородным, но изменяющимся от слоя к слою в соответствии с реально заданной зависимостью $\Delta\sigma(z)$. Входной импеданс такого n-слойного образца $Z_{вх(n)}$ с кусочно-однородным распределением параметров можно найти последовательным вычислением входных импедансов $Z_{вх(n-1)}$ на фронтальной границе слоев с номерами $k \in [1; n]$ по формулам [4]:

$$Z_{вх(0)} = Z_0 \frac{Z_н + iZ_0 \operatorname{tg}(\beta d_{кз})}{Z_0 + iZ_н \operatorname{tg}(\beta d_{кз})};$$

$$Z_{вх(1)} = Z_{\varepsilon 1} \frac{Z_{вх(0)} + Z_{\varepsilon 1} \operatorname{th}(\gamma_1 \Delta z)}{Z_{\varepsilon 1} + Z_{вх(0)} \operatorname{th}(\gamma_1 \Delta Z)}; \qquad (2)$$

. . . . . .

$$Z_{вх(n)} = Z_{\varepsilon n} \frac{Z_{вх(n-1)} + Z_{\varepsilon n} \operatorname{th}(\gamma_n \Delta z)}{Z_{\varepsilon n} + Z_{вх(n-1)} \operatorname{th}(\gamma_n \Delta z)},$$

где $Z_{\varepsilon n} = (c_n + id_n)\rho_0$ — волновое сопротивление слоя с номером n;

$$c_n = \sqrt{\frac{\sqrt{\Lambda^2 + \varepsilon''^2_n} + \Lambda}{2(\Lambda^2 + \varepsilon''^2)}}; \quad d_n = \sqrt{\frac{\sqrt{\Lambda^2 + \varepsilon''^2} - \Lambda}{2(\Lambda^2 + \varepsilon''^2)}};$$

$$\varepsilon''_n = -\frac{\sigma + \Delta\sigma_n}{\omega\varepsilon_0}; \quad \rho_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}; \quad Z_0 = \frac{\rho_0}{\sqrt{1 - \lambda^2/\lambda_c^2}};$$

$\gamma_n = \alpha_{\varepsilon n} + i\beta_{\varepsilon n}$ — постоянная распространения волны в n-м слое;

$$\alpha_{\varepsilon n} = \frac{2\pi}{\lambda}\sqrt{\frac{\sqrt{\Lambda^2 + \varepsilon''^2} - \Lambda}{2}}; \quad \beta_{\varepsilon n} = \frac{2\pi}{\lambda}\sqrt{\frac{\sqrt{\Lambda^2 + \varepsilon''^2} + \Lambda}{2}};$$

$\Lambda = \varepsilon' - \frac{\Lambda^2}{\Lambda_c^2}$; $\Delta\sigma_n$ — избыточная удельная проводимость n-го слоя; ε' — относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника; λ_c — критическая длина волны в волноводе; $d_{кз}$ — расстояние от полупроводникового образца до короткозамыкающей нагрузки; $\beta = 2\pi/\lambda_в$ — постоянная распространения в волноводе с вакуумным заполнением; $\lambda_в$ — длина волны в волноводе; λ — длина волны в свободном пространстве; σ — темновая удельная проводимость образца; ω — круговая частота СВЧ-колебаний; ε_0 — абсолютная диэлектрическая проницаемость вакуума. Поскольку в рассматриваемом случае волновод слева от полупроводниковой пластины (см. рис. 1) нагружен на короткое замыкание, то $Z_н = 0$.

Вычислив согласно (2) $Z_{вх(n)}$, можно определить коэффициент отражения СВЧ-волны от полупроводниковой пластины с произвольно распределенной по z неравновесной проводимостью:

$$\tilde{\Gamma} = \frac{Z_{вх(n)} - Z_0}{Z_{вх(n)} + Z_0} = |\tilde{\Gamma}| e^{i\tilde{\varphi}}.$$

В свою очередь величины $\Delta|\Gamma|$ и $\Delta\varphi$, необходимые для вычисления отклика (1), определяются из соотношений: $\Delta|\Gamma|=|\tilde{\Gamma}|-|\Gamma|$; $\Delta\varphi=\tilde{\varphi}-\varphi$, где $|\Gamma|$ и φ — темновые значения модуля и фазы коэффициента отражения.

Влияние неоднородности распределения носителей на СВЧ-отклик в волноводном тракте. В работе [2] было показано, что в полупроводниковой пластине при некоторых условиях возникает пространственная неоднородность распределения возбужденных носителей заряда в направлении распространения поглощаемого излучения. Исследуем влияние такой неоднородности на величину отклика двойного волноводного Т-моста при различных толщинах и электрических параметрах полупроводниковой пластины. Исследование проведем на примере фотовозбуждения избыточной проводимости, сравнивая величину отклика, обусловленного диффузионным распределением возбужденных носителей, с откликом, рассчитанным в предположении их равномерного распределения по объему фоторезистора, которое зададим, воспользовавшись соотношением [5]:

$$\Delta\sigma=\frac{P_0\eta\tau e_0(\mu_e+\mu_p)}{\hbar\omega_0 V}, \tag{3}$$

где P_0 — мощность падающего излучения; η — квантовый выход; τ — время жизни свободных носителей; e_0 — абсолютный заряд электрона (дырки); $\mu_{e,p}$ — подвижности свободных электронов и дырок соответственно; $\hbar\omega_0$ — энергия падающего фотона; V — объем фоторезистора. Будем считать, что мощность P_0 одинакова в обоих из отмеченных случаев, т. е. одинаково число свободных носителей заряда, создающих избыточную удельную проводимость $\Delta\sigma$. Введем обозначения: $\Delta\sigma_0$, $\Delta\sigma_l$ — избыточная удельная проводимость на ближней и дальней по отношению к падающему излучению гранях пластины, $\Delta\sigma(z)$ — избыточная удельная проводимость в сечении z пластины толщиной l;

$$\theta=\frac{\Delta\sigma(z)}{\Delta\sigma_0};\ \theta_l=\frac{\Delta\sigma_l}{\Delta\sigma_0};\ \xi_д=\frac{\Delta P_р}{\Delta P_д},$$

где $\Delta P_д$ — мощность отклика двойного волноводного Т-моста, вычисленная с учетом диффузионного распределения носителей заряда по формулам работы [2] и в соответствии с алгоритмом (1), (2); $\Delta P_р$ — мощность отклика двойного волноводного Т-моста, вычисленная в предположении равномерного распределения по формуле (3).

Как и в [2], рассмотрение проведем для пластин Ge с теми же, что и в [2], электрическими параметрами и с толщинами, кратными $\lambda_в/2$ и $\lambda_в/4$. При этом в первом случае расстояние до короткозамыкающей нагрузки будем брать равным $d_{кз}=\lambda_в/4$, а во втором — $d_{кз}=\lambda_в/2$, так как при таких сочетаниях толщин и расстояний до короткозамыкающей нагрузки согласно [1] наблюдаются максимумы откликов СВЧ-схемы — наиболее интересная для исследования ситуация.

На рис. 2 представлены результаты расчета на ЭВМ зависимости $\xi_д$ (нижний график) от дискретного набора оптимальных толщин пластины и величины ее удельной проводимости при двух значениях расстояния до короткозамыкающего поршня (точками нанесены значения функции $\xi_д$, а пунктиром проиллюстрирована тенденция изменения этих дискретных значений с увеличением толщины пластины). На верхнем графике показано распределение удельной проводимости

$\Delta\sigma(z)$. Из рис. 2 видно, что при увеличении толщины пластины растет пространственная неоднородность распределения избыточной проводимости, а это в свою очередь ведет к увеличению значения $\xi_д$, причем последнее растет тем быстрее, чем выше темновая проводимость полупроводника (верхняя пара кривых рассчитана при $\sigma = 10$ Ом$^{-1}\cdot$м$^{-1}$, нижняя — $\sigma = 2$ Ом$^{-1}\cdot$м$^{-1}$). Рост $\xi_д$ объясняется тем, что при наличии тенденций к пространственной локализации избыточных носителей в объеме фоторезистора ухудшается эффективность взаимодействия СВЧ-поля с возмущенной таким образом полупроводниковой средой. В результате это приводит к возрастанию коэффициента отражения и уменьшению коэффициента поглощения СВЧ-энер-

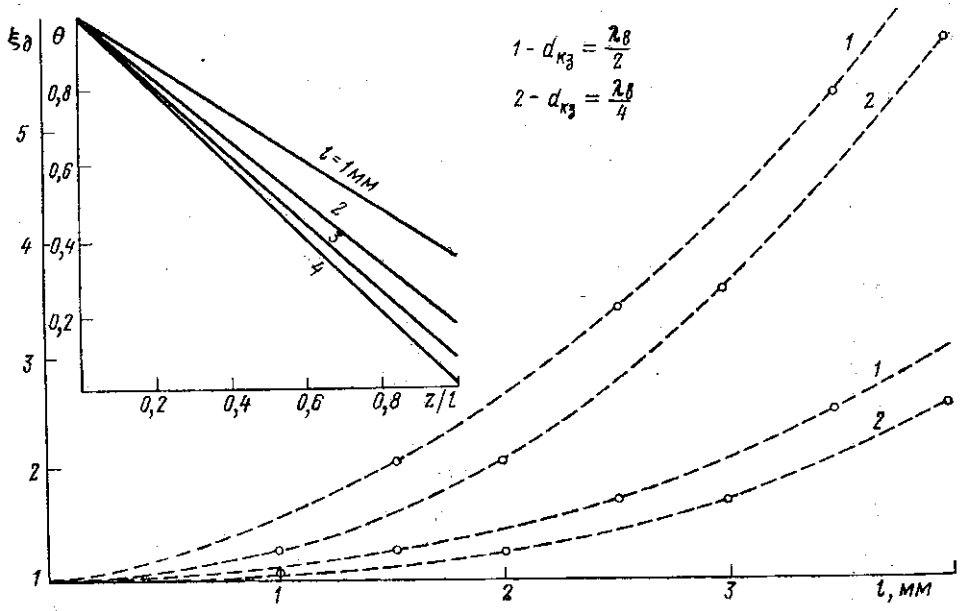

Рис. 2

гии в рассматриваемом слое, т. е. к уменьшению значений $\Delta|\Gamma|$ и $\Delta\varphi$ и к снижению величины отклика двойного Т-моста (см. (1) и [1, 4]). Следовательно, пространственная неоднородность распределения носителей снижает эффективность преобразования сигнала в СВЧ-отклик и оптимальными в этом смысле являются такие параметры полупроводника, при которых продольное распределение неравновесных носителей равномерно.

Особенно сильно сказывается неоднородность распределения носителей при малых временах их жизни. Моделированием на ЭВМ разнообразных ситуаций диффузии носителей в полупроводниках по алгоритму [2], (1), (2) была получена оценочная формула, связывающая величину θ_l с такими параметрами полупроводника, как D, τ и l, которая при $l \gtrsim 0{,}1(D\tau)^{1/2}$ имеет вид

$$\theta_l \simeq 5\cdot 10^{-3}\,\frac{D^2\tau^2}{\alpha l^4}, \qquad (4)$$

где α — коэффициент поглощения излучения. При выводе (4) параметры полупроводника варьировались в пределах $D \in [10^{-1} \div 10^2$ м^2/с$]$, $\tau \in [10^{-2} \div 10^{-10}$ с$]$, $\alpha \in [10^4 \div 10^6$ м$^{-1}]$. Согласно (4) полупроводнико-

вые образцы с временем жизни 10^{-10} c и значениями $D \sim 10^2$ м²/с должны иметь толщину $l \sim 10^{-6}$ м для того, чтобы распределение носителей по толщине образца было равномерным.

Динамическая неоднородность распределения неравновесных носителей, связанная с запаздыванием диффузионных процессов, также снижает эффективность формирования отклика волноводной системы на изменение проводимости полупроводника. Обозначим

$$\theta_{0t} = \Delta\sigma_{0t}/\Delta\sigma_0; \ \theta_{lt} = \Delta\sigma_{lt}/\Delta\sigma_l; \ \xi_{дt} = \Delta P_t/\Delta P_д;$$

где ΔP_t, $\Delta\sigma_{0t}$ и $\Delta\sigma_{lt}$ — соответственно отклик двойного Т-моста и избыточные проводимости на передней ($z=0$) и задней ($z=l$) гранях образца в момент времени t; $\Delta P_д$ — стационарный (при $t \to \infty$) отклик Т-моста с учетом диффузии носителей. Построенные на рис. 3

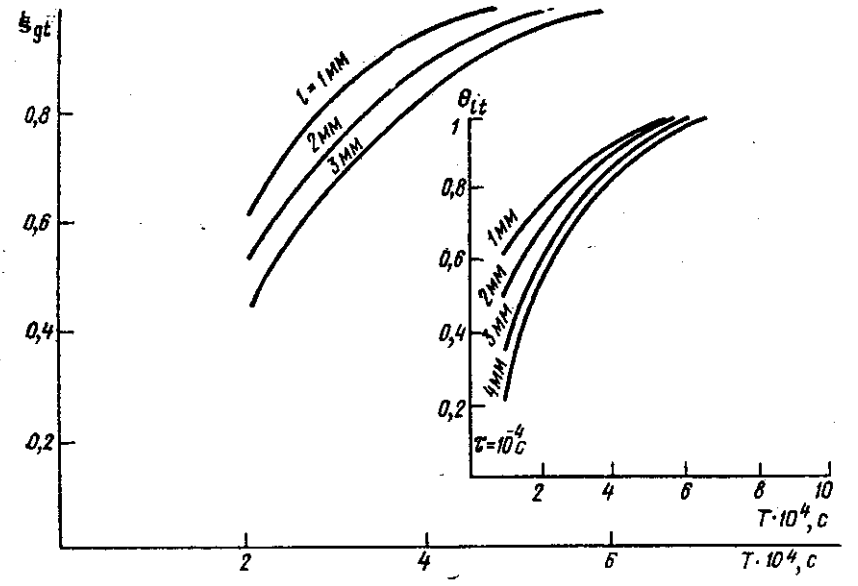

Рис. 3

(вверху) зависимости, соответствующие принятым обозначениям, показывают задержку отклика как раз на тот отрезок времени, на который задерживается формирование равномерного распределения носителей по объему образца: на рис. 3 (внизу) дается зависимость относительной избыточной проводимости θ_{lt} от длительности внешнего воздействия, формирующего сигнальную проводимость $\Delta\sigma_{lt}$.

Заключение. Исследование влияния пространственной и динамической неоднородности распределения неравновесной удельной проводимости на отклик в цепи смещения СВЧ показало, что появление пространственной неоднородности распределения приводит к ухудшению эффективности преобразования сигнала на СВЧ-отклик, а наличие динамической — к увеличению инерционных свойств полупроводникового образца. Отмеченные явления показывают, что для идентификации истинных электрофизических параметров исследуемого полупроводникового материала по СВЧ-отклику в условиях диффузии носителей нельзя пользоваться моделью равномерного распределения избыточной проводимости по объему полупроводникового образца. Для получения корректных результатов необходимо либо проводить учет

диффузионных процессов так, как это сделано в настоящей статье, либо, используя соотношение (4), подобрать такую толщину образца, при которой обеспечивается равномерное распределение избыточной удельной проводимости.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Ахапкин Г. И., Козарь А. В. и др. Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1974, 15, № 2, с. 227. [2] Козарь А. В., Пирогов Ю. А. Деп. ЦНИИ «Электроника», № 6213/79. [3] Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. М.: Изд-во АН СССР, 1957. [4] Козарь А. В., Пирогов Ю. А. Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1972, 13, № 5, с. 573. [5] Роуз А. Основы теории фотопроводимости. М.: Мир, 1966.

Поступила в редакцию
16.03.81

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, Т. 23, № 5

УДК 621.378.325

О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ СУПЕРЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ДЛЯ УЛУЧШЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК УКИ

Л. С. Корниенко, Н. В. Кравцов, Ю. П. Яценко
(НИИЯФ)

Генерация ультракоротких импульсов (УКИ) при больших коэффициентах усиления активной среды в твердотельных лазерах приводит к ряду важных особенностей, таких как большая выходная мощность, высокие контраст и воспроизводимость, малое количество импульсов в цуге [1, 2]. Кроме того, как следует из работы [2], характеристики УКИ не ухудшаются в более широком интервале превышений накачек над порогом, чем при малых коэффициентах усиления, при которых, как правило, именно критичность к точности поддержания необходимого уровня накачки ограничивает получение стабильных УКИ с высоким контрастом и воспроизводимостью.

Все перечисленные особенности связаны в основном с возможностью применения в этом случае очень плотных фильтров ($\sim 1\%$), что приводит к более сильной дискриминации флуктуационных выбросов и высвечиванию большей запасенной энергии.

Необходимо отметить, что возникающая при больших коэффициентах усиления интенсивная суперлюминесценция также может существенно повлиять на характер генерации. С точки зрения получения предельной выходной мощности УКИ ее влияние отрицательно, поскольку она ограничивает коэффициент усиления [3, 4]. Тем не менее, как будет показано ниже, суперлюминесценция может играть и положительную роль, снижая требования к точности поддержания оптимального уровня накачки, необходимого для получения стабильных УКИ с высоким контрастом.

Рассмотрим ее влияние на примере твердотельного лазера с просветляющимся фильтром, работающего в режиме перекрытия стадий насыщения активной среды и нелинейного поглотителя. Для этого отметим вначале основные результаты, полученные ранее [5—7] для такого режима работы лазера в отсутствие суперлюминесценции.

В работе [7] было показано, что при перекрытии стадий насыщения активной среды и нелинейного поглотителя существует область параметров лазера, наиболее оптимальная для формирования УКИ с высоким значением контраста. В этой области дискриминация флуктуа-