

Дифракционная модель полупроводникового усилителя

Д.В.Высоцкий, Н.Н.Ёлкин, А.П.Напартович, А.Г.Сухарев, В.Н.Трощива

Создана трёхмерная дифракционная модель полупроводникового усилителя на основе гетероструктур, описывающая распространение поля и установление оптической моды с учётом кинетики усиления в рамках диффузионного уравнения для носителей тока в квантовой яме. Приводятся результаты применения этой модели для усилителя с асимметричным широким волноводом и антиволноводной структурой в боковом направлении, не удерживающей поле. Показано, что для такой структуры длина установления основной моды сопоставима с длиной, на которой слабый сигнал увеличивается на два порядка. Анализируется баланс усиления и потерь для установившейся моды в зависимости от ширины волноводных вставок. Изучено влияние этой ширины на свойства основной оптической моды, в том числе на распределение поля в дальней зоне.

Ключевые слова: полупроводниковый лазер, усилитель, селекция мод, дифракция, волновод, вытекающие моды.

1. Введение

В последние годы возрастает потребность в одномодовых диодных лазерах с длиной волны $\lambda = 0.98$ мкм и мощностью порядка 1 Вт, предназначенных для накачки волоконных усилителей и безволоконной связи. Для увеличения мощности этих лазеров предпринимается ряд мер. Одна из них заключается в увеличении ширины волновода в направлении, перпендикулярном плоскости активного слоя (поперечном), и использовании асимметричного расположения квантовой ямы для уменьшения фактора перекрытия поля с областью усиления [1–3]. Это позволяет увеличить длину лазера и, следовательно, его мощность.

Увеличение ширины излучающей апертуры в направлении вдоль активного слоя (боковом) оказывается более проблематичным из-за возникновения генерации на других модах. Обычные лазеры, в которых используется встроенный волновод (шириной до 2–2.5 мкм), удерживающий поле в боковом направлении, могут работать в одномодовом режиме при мощности до ~ 0.5 Вт, после чего переходят в многомодовый режим. Одним из способов дальнейшего увеличения бокового размера волновода является переход к структурам, не удерживающим поле в боковом направлении [4]. Некоторый рост потерь поля за счёт его убегания вбок приводит к заметному росту тока накачки, при котором генерация становится многомодовой. Это позволяет увеличить боковую апертуру и мощность одномодового излучения. Для наращивания мощности одномодового пучка также широко используются диоды, работающие в режиме усиления излучения [5].

Цель настоящей работы заключается в создании численной оптической трёхмерной модели усилителя, позволяющей провести детальный анализ баланса мощности лазерного пучка при наличии насыщающегося усиления и потерь, вызванных утечкой излучения из активной зоны. Численный расчёт распространения пучка излучения в активной гетероструктуре, кроме того, является необходимой составной частью полной модели диодного лазера, параллельно развиваемой нами. Эффективность созданной программы иллюстрируется на примере анализа усиления сигнала в гетероструктуре, схематически показанной ниже на рис.1.

2. Численная модель

Полупроводниковые структуры, используемые в одномодовых диодных лазерах, состоят из слоёв с шириной, существенно превышающей их толщину. Типичная длина структуры вдоль оптической оси составляет 1–2 мм при ширине 20–40 мкм и высоте 2–4 мкм. Усиление сконцентрировано в квантовых ямах толщиной 5–8 нм. Из этого следует, что спектр пространственных масштабов в задаче охватывает пять порядков. Данное обстоятельство при использовании метода конечных разностей обуславливает необходимость выбора мелкой сетки с различным шагом вдоль разных осей.

Распространение излучения в скалярном приближении описывается уравнением Гельмгольца для амплитуды монохроматического поля U :

$$\Delta U + (k^2 n^2 - ikg)U = 0, \quad (1)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ – полное волновое число поля в вакууме; n – показатель преломления; g – коэффициент усиления, который может быть отрицательным, если плотность тока инжекции меньше плотности тока прозрачности (тока инжекции, соответствующего равенству усиления и поглощения – нулевому усилению/поглощению).

Д.В.Высоцкий, Н.Н.Ёлкин, А.П.Напартович, А.Г.Сухарев, В.Н.Трощива. ФГУП «ГНЦ РФ – Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований», Россия, 142190 Троицк, Московская обл.; e-mail: apn@triniti.ru

Для решения уравнений модели применялся трёхмерный метод дифракционного расчёта распространяющихся пучков [6, 7]. Использовалась ортогональная сетка с числом ячеек 256×256 в сечении лазерных пучков и размером ячейки вдоль оптической оси 0.1 мкм. Таким образом, для типичной длины кристалла 1–2 мм требуется $10^4 - 2 \times 10^4$ шагов вдоль оси.

Распространение поля по структуре рассчитывалось методом расщепления по процессам дифракции и преломления с учётом нелинейных эффектов [7, 8]. Чтобы обеспечить полное поглощение излучения, падающего на границы расчётной области, в качестве условий на боковых и поперечных границах используется условие идеально согласованного слоя [9] в варианте [10], разработанном для волноводных структур. Как показано в работе [11], такое граничное условие является на сегодняшний день наилучшим при моделировании физического условия неотражающих границ.

Следует отметить, что связь коэффициента усиления с концентрацией носителей в квантовой яме в общем случае довольно сложна и должна находиться из решения микроскопических уравнений для потоков электронов и дырок [12]. Поскольку основная цель настоящей работы состоит в развитии эффективного оптического блока комплекса программ, то мы использовали одну из простейших аппроксимаций для связи усиления g и концентрации носителей тока в квантовой яме N :

$$g = g_{0N} \{ [1 - \exp(-4Y^2)] \ln Y - \exp(-4Y^2) \}, \quad Y = \frac{N}{N_{tr}}$$

где

$$N_{tr} = \frac{-\tau_r^{-1} + [\tau_r^{-2} + 4BJ_{tr}/(qd_w)]^{1/2}}{2B}$$

– концентрация носителей тока, отвечающая нулевому усилению/поглощению; J_{tr} – соответствующая плотность тока накачки (плотность тока прозрачности); τ_r – время линейной рекомбинации; B – коэффициент, характеризующий квадратичные по концентрации потери носителей; q – заряд электрона; d_w – толщина квантовой ямы. Распределение носителей тока в квантовой яме по боковому направлению находится из решения одномерного уравнения диффузии [13]

$$\frac{\partial^2 Y}{\partial y^2} - \frac{Y}{D\tau_r} - \frac{B}{D} N_{tr} Y^2 - \frac{g}{g_{0N} D \tau_r} |U|^2 = - \frac{J}{q D d_w N_{tr}}, \quad (2)$$

где $|U|^2 = I/I_s$; $I_s = hcN_{tr}/(\lambda g_{0N} \tau_r)$ – интенсивность насыщения; h – постоянная Планка; D – коэффициент диффузии носителей; J – плотность тока накачки. Потерями, пропорциональными кубу концентрации (оже-рекомбинация), в данном расчёте пренебрегалось. Показатель преломления в квантовой яме определяется как $n = n_0 - Rg/(2k)$, где n_0 – показатель преломления, соответствующий току прозрачности; R – фактор уширения линии. Перечисленные параметры зависят от материала и конкретного вида гетероструктуры. Значения этих параметров, использованные в данной работе, приведены в табл.1.

Табл.1. Параметры модели, используемые при расчёте.

J_{tr} (А/см ²)	g_{0N} (см ⁻¹)	B (см ³ /с)	R	τ_r (нс)	D (см ² /с)	d_w (нм)	λ (мкм)
50	2200	10^{-10}	2	1	100	8.5	0.98

3. Численный анализ распространения излучения в усилителе

В качестве примера применения описанного комплекса программ приведём результаты анализа работы усилителя с боковой структурой в виде системы связанных антиволноводов [4] (световодов, у которых показатель преломления сердцевин меньше показателя преломления оболочки). Схема активной зоны устройства показана на рис.1. Выбор геометрии схемы основан на том, что для моды, локализованной внутри центрального элемента шириной d , боковые элементы шириной $d/2$ играют роль четвертьволновой пластинки, отражающей падающее на неё излучение. Коэффициент преломления и ширина волноводных вставок s подбираются так, чтобы для поля основной моды коэффициент отражения был большим. Для мод более высокого порядка интерференция полей вне центрального элемента приводит к увеличению потока вовне. Следовательно, такие антиволноводные структуры имеют для всех мод увеличенные по сравнению с основной модой потери на излучение в боковом направлении. Если входной пучок света разложить по оптическим модам данной структуры, то можно ожидать, что основная мода будет выделяться благодаря преимущественному усилению и меньшим потерям, связанным с выходом излучения на границы области.

В работе [14] было показано, что для осуществления селекции одной моды важно ограничить область протекания тока инжекции областью центрального элемента. Для этой цели материал волноводных вставок легируется так, чтобы иметь электронную проводимость. Поскольку в модели уравнение непрерывности электрического тока не решается, мы задавали плотность тока инжекции в уравнении (2) постоянной в пределах центрального элемента и равной нулю в остальной части квантовой ямы. Плотность инжектируемого тока нормирована на плотность тока прозрачности $J_{tr} = 50$ А/см².

Для изучения процесса выделения основной моды проведены численные расчёты распространения пучка, имеющего на входе плоский волновой фронт и гауссово распределение интенсивности с различными размерами в поперечном и боковом направлениях, согласованными с шириной волновода и размером центрального элемента соответственно. Параметры гетероструктуры выбраны близкими к тем, которые имела структура, изучавшаяся в работе [15]. Параметры материалов, образующих гетероструктуру, приведены в табл.2. Коэффициент распределённых потерь излучения ϵ , обычно обусловленных поглощением в материалах, составляет 2 см⁻¹, а ширина центрального элемента d равна 8 мкм.

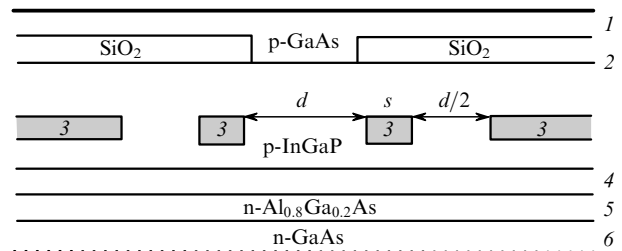


Рис.1. Схема зоны расчёта полупроводникового усилителя (толщины и показатели преломления приведены в табл.2): 1 – p-контакт; 2 – p-обкладочный слой; 3 – система волноводных вставок (n-GaAs); 4 – волновод (гетероструктура раздельного разграничения с квантовой ямой); 5 – n-обкладочный слой; 6 – подложка.

Табл.2. Параметры рассчитываемой структуры с системой связанных волноводов (см. также рис.1).

Слой	Материал	Толщина (мкм)	n
p-контакт	p-GaAs	0.77	3.51
p-обкладочный слой	InGaP	0.75	3.234
Волновод	InGaAsP	0.707	3.35
n-обкладочный слой	Al _{0,8} Ga _{0,2} As	0.75	3.085
Подложка	n-GaAs	0.4	3.51
Квантовая яма (внутри волновода на расстоянии 0.22 мкм от его нижней границы)	InGaAs	0.007	3.7
Волноводные вставки (внутри p-обкладки на расстоянии 0.16 мкм от её нижней границы)	n-GaAs	0.18	3.51

Представляет интерес определение длины усиления, на которой происходит выделение основной моды. Поскольку поперечный и боковой масштабы структуры сильно различаются, можно было бы ожидать, что вначале устанавливается поперечное распределение поля в волноводе, а затем боковое. Однако в рассматриваемой структуре (рис.1) наряду с одиночным волноводом есть области, в которых имеются два связанных в поперечном направлении волноводов. Это приводит к тому, что процесс установления модовой структуры при распространении проходит через ряд довольно сильных, связанных друг с другом изменений структуры поля в поперечном и боковом направлениях. Такие вариации вызывают нерегулярные изменения потерь на уход излучения на границы, как это видно из рис.2, где горизонтальные линии показывают предел, соответствующий установившейся оптической моде. Этот предел в первом приближении не связан с мощностью распространяющегося излучения и определяется только процессом выделения основной оптической моды. Наряду с потерями изменяется фактор перекрытия области усиления с полем волны, что вызывает изменения модового коэффициента усиления, не связанные с его насыщением.

На рис.3 показаны расчётные изменения модового коэффициента усиления (коэффициента усиления, проинтегрированного по сечению с интенсивностью поля в качестве весовой функции) по длине усиления для конструкции с шириной волноводной вставки $s = 1.9$ мкм. Большие коэффициенты распределённых потерь ($\epsilon = 13 \text{ см}^{-1}$) для кривых 1 и 2 связаны с тем, что при расчётах потери излучения на выходном зеркале описываются ко-

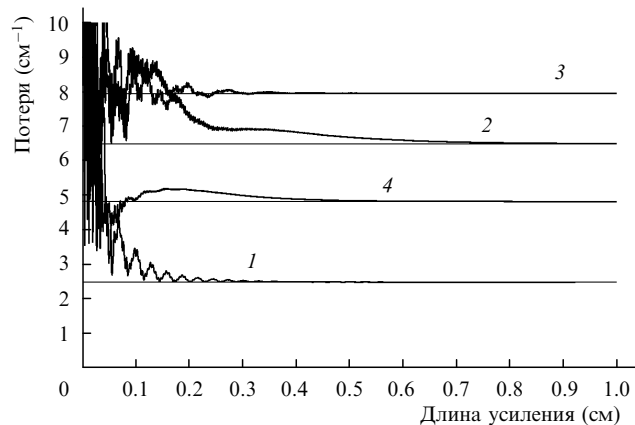


Рис.2. Потери на уход излучения на границы при распространении его по усилителю для ширины волноводных вставок $s = 1.3$ (1), 1.7 (2), 1.9 (3) и 2.7 мкм (4).

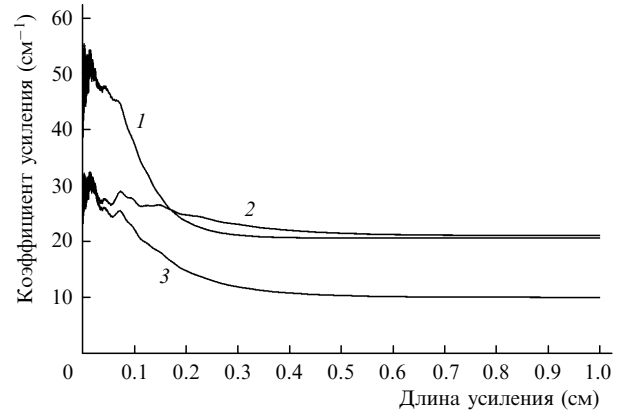


Рис.3. Коэффициент усиления, интегрированный по сечению, в зависимости от длины усиления при $J = 30J_{tr}$, $\epsilon = 13 \text{ см}^{-1}$ (1), $J = 10J_{tr}$, $\epsilon = 13 \text{ см}^{-1}$ (2), $J = 10J_{tr}$, $\epsilon = 20 \text{ см}^{-1}$ (3) и $s = 1.9$ мкм.

эффициентом распределённых потерь, равным пороговому коэффициенту усиления в резонаторе, рассмотренном в работе [15]. Увеличение тока накачки (кривая 1 на рис.3) приводит к более быстрому насыщению усиления, что видно из сравнения кривых 1 и 2. Уменьшение потерь до значения, характерного для поглощения в материале (2 см^{-1}), приводит к тому, что насыщенное усиление для кривой 3 существенно меньше, чем для кривой 2, причём оно достигается для обеих кривых одновременно (при длине усиления $z \geq 0.5$ мм). Пиковая интенсивность входного поля в расчётах, результаты которых представлены на рис.2 и 3, составляла $0.01I_s$. Сравнение рис.2 и 3 показывает, что для рассматриваемой конструкции длина, на которой происходит выделение одной моды, и длина, на которой усиление насыщается, оказываются одного порядка.

Процесс выделения одной моды иллюстрирует рис.4, на котором показаны логарифмические уровни интенсивности поля в различных сечениях пучка по мере его распространения для структуры с $s = 1.9$ мкм. Подаваемый на вход гауссов пучок с размерами 0.35 мкм в поперечном направлении (ось x) и 8 мкм в боковом направлении (ось y) существенно перестраивается на расстояниях в десятки микрометров (для удобства представления пространственные шкалы по осям x и y сильно отличаются друг от друга). Характерное распределение поля в виде одного центрального и двух боковых пятен в боковом направлении и пятен излучения, затекающего в дополнительные волноводы, возникает после прохождения первых десяти микрометров. Однако в дальнейшем происходит изменение формы как центрального, так и боковых пятен, и перераспределение поля между основным и дополнительными волноводами. Установившееся распределение интенсивности моды показано на последнем кадре рис.4.

Интересно отметить, что, несмотря на перестройку структуры поля по мере распространения, усиление пучка с неплохой точностью описывается простейшей одномерной моделью переноса излучения с аппроксимацией зависимости усиления от интенсивности формулой Ригрода [16].

Уравнение переноса для полной мощности излучения P имеет вид

$$\frac{dP}{dz} = (G - \alpha)P, \quad (3)$$

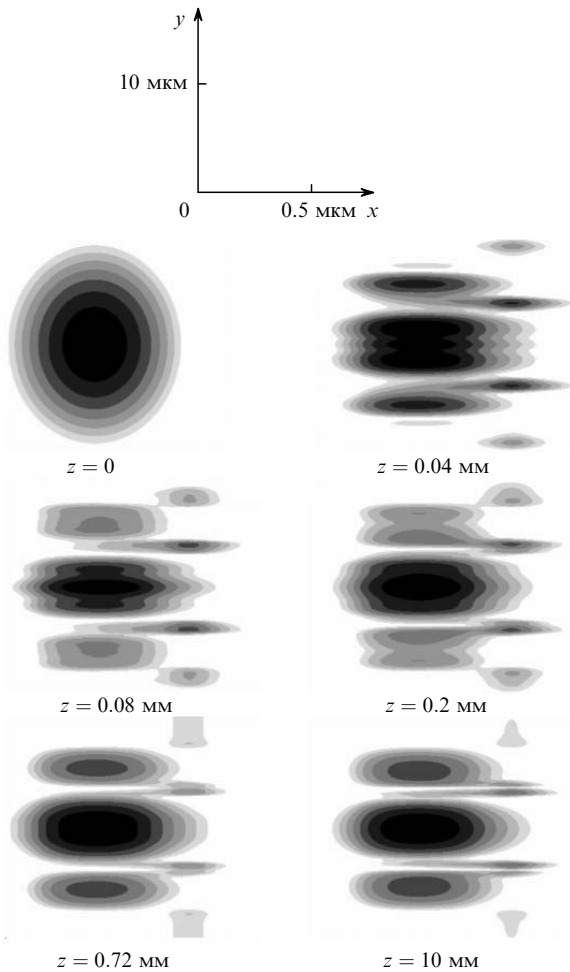


Рис.4. Распределение интенсивности излучения по апертуре пучка для различных длин усиления при $s = 1.9$ мкм.

где G – коэффициент усиления всего пучка; α – интегральный коэффициент распределённых потерь. При использовании формулы Ригрода $G = G_0/(1 + P/P_s)$ уравнение (3) легко решается, и его решение даёт следующую связь полной мощности пучка с длиной усиления z :

$$(G_0 - \alpha)z = \ln \frac{P}{P_0} - \frac{G_0}{\alpha} \ln \left[\frac{(G_0/\alpha) - 1 - P/P_s}{(G_0/\alpha) - 1 - P_0/P_s} \right], \quad (4)$$

где G_0 – коэффициент усиления слабого сигнала; P_0 – мощность входного сигнала; P_s – мощность насыщения. Полный численный расчёт усиления входного сигнала с пиковой интенсивностью $0.01I_s$ при коэффициенте поглощения в материале 2 см^{-1} приводит к зависимости полного усиленного сигнала от расстояния, показанной на рис.5 сплошной кривой. Полное усиление пучка на всей длине $P/P_0 \approx 1500$. Существенное насыщение по уровню извлекаемой мощности происходит на длине порядка 5 мм.

Следует напомнить, что величины G_0 , α , P_0 и P_s в выражении (4) являются интегральными характеристиками распространения пучка в среде. Коэффициент распределённых потерь α включает в себя как потери на поглощение в материале, так и потери на уход излучения. Разность $G_0 - \alpha$ определялась из результатов численного расчёта для режима усиления слабого сигнала, а отношение G_0/α – из результатов расчёта для режима полного насыщения. При этом были найдены следующие значе-

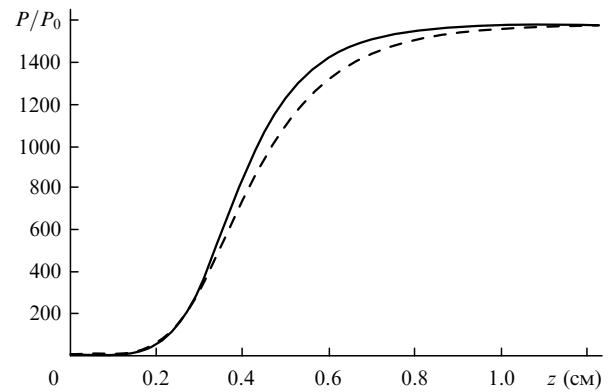


Рис.5. Мощность пучка излучения, нормированная на входную мощность, в зависимости от длины усиления. Сплошная кривая – полный численный расчёт при пиковой интенсивности $0.01I_s$ и коэффициенте поглощения в материале 2 см^{-1} , штриховая кривая построена с использованием формулы (4) при $\alpha = 10 \text{ см}^{-1}$, $G_0 = 31.4 \text{ см}^{-1}$, $P_0/P_s = 1.35 \times 10^{-3}$.

ния параметров: $\alpha = 10 \text{ см}^{-1}$, $G_0 = 31.4 \text{ см}^{-1}$, $P_0/P_s = 1.35 \times 10^{-3}$. С использованием зависимости (4) с определёнными таким образом параметрами построена штриховая кривая на рис.5. Небольшое различие между двумя кривыми на этом рисунке свидетельствует о том, что установление модовой структуры пучка, сопровождаемое изменениями потерь (рис.2) и усиления (рис.3), не сказывается заметным образом на энергетике усиления.

Численный анализ аналогичной диодной структуры [17], работающей в режиме генератора, показал, что ширина волноводных вставок s является важным конструктивным параметром, определяющим в значительной мере устойчивость одномодового режима работы лазера. Чтобы уснить, как изменение параметра s влияет на баланс усиления и потерь излучения, мы выполнили ряд расчётов для усилителя с описанной выше структурой, варьируя величину s .

При проведении этой серии расчётов были фиксированы плотность тока инжекции ($500 \text{ А/см}^2 = 10J_{tr}$) и коэффициент распределённых потерь, имитирующих выход излучения через зеркала (13 см^{-1}). Расчёты проводились до установления стационарного режима, при котором насыщенное усиление сравнивается с суммарными потерями, включающими в себя распределённые потери (13 см^{-1}) и потери на уход излучения в подложку и в боковом направлении. Гистограмма на рис.6 показывает

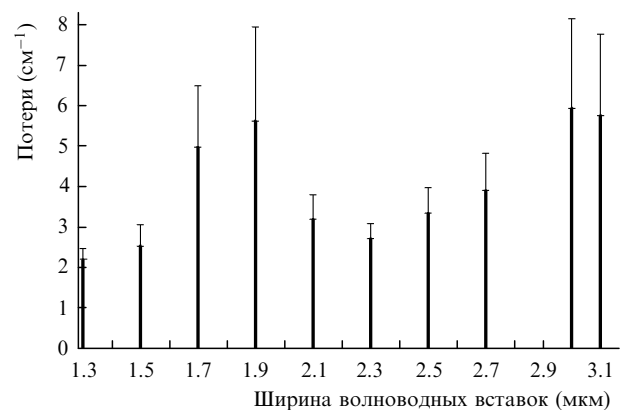


Рис.6. Потери на уход излучения в поперечном (толстая часть столбцов) и боковом (тонкая часть столбцов) направлениях для различных s .

расчётную зависимость коэффициента суммарных потерь на излучение (полная высота столбцов), а также долю потерь на уход излучения в поперечном (толстая часть столбцов) и боковом (тонкая часть столбцов) направлениях. Во всех точках потери на излучение в поперечном направлении преобладают. Интересно отметить, что «боковые» и «поперечные» излучательные потери при изменении s ведут себя аналогично, хотя относительная вариация «боковых» потерь заметно больше.

Из рис.6 видно, что излучательные потери при изменении ширины волноводных вставок изменяются довольно сильно. Это означает, что пороговый ток накачки является резкой функцией s . Причина сильной зависимости потерь и порогового тока от параметра s заключается в перестройке структуры генерирующей моды, показанной на рис.7. Перестройка касается в основном изменения структуры поля внутри волноводных вставок и интенсивности поля в боковых элементах. Относительный рост интенсивности поля в боковых элементах и волноводных вставках приводит к росту потерь на боковое и поперечное излучение. Кроме того, при варьировании параметра s изменяется разность фаз полей в боковых и центральном элементах. Это приводит к существенному изменению распределения поля в дальней зоне в боковом направлении, что видно из рис.8. При $s = 1.3, 1.7$ и 3.1 мкм поле в боковых элементах оказывается в противофазе с полем в центральном элементе, благодаря чему на оси возникает провал в интенсивности, глубина которого зависит от соотношения интенсивностей в центре и боковых элементах.

При $s = 1.9, 2.3$ и 2.7 мкм поле на оси максимально, т. к. фазы полей в центральном и боковых элементах совпадают. Изменение ширины центрального пика и относительной высоты боковых порядков в распределении интенсивностей в дальней зоне объясняется варьированием относительной высоты максимумов интенсивности поля в боковых элементах, как это видно из рис.7. Сло-

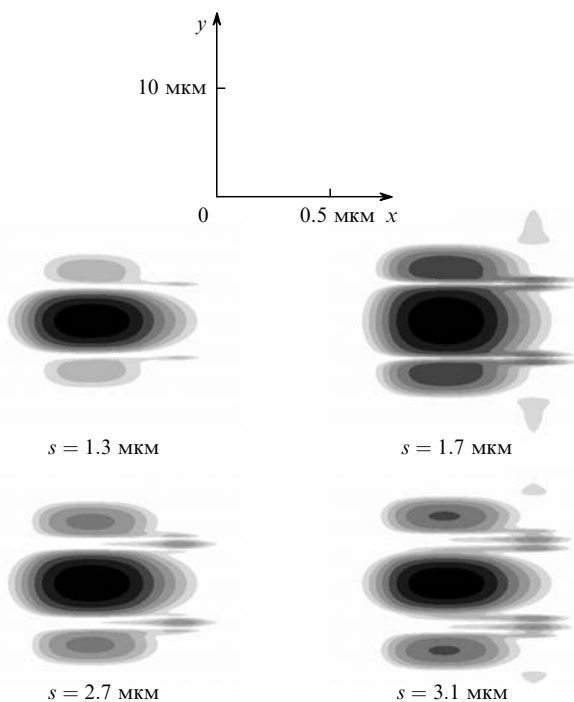


Рис.7. Распределение поля излучения в ближней зоне после прохождения усилителя длиной 1 мм для различных s .

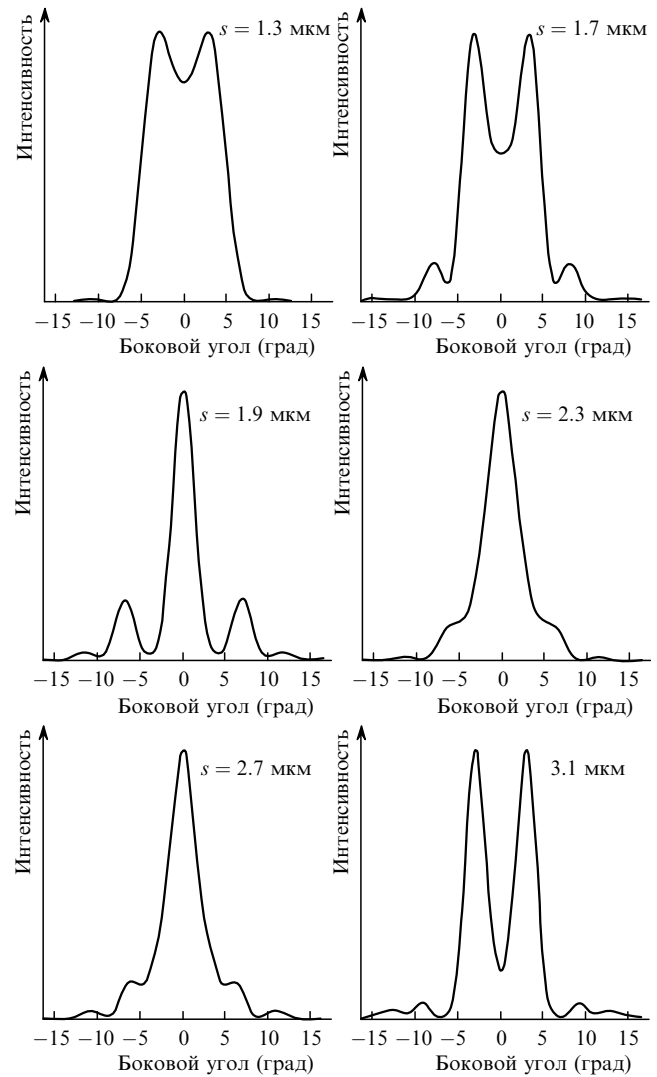


Рис.8. Профиль интенсивности поля в дальней зоне после прохождения усилителя длиной 1 мм для различных s .

жение пучков сравнимой интенсивности при $s = 1.9$ мкм приводит к сужению пика в дальней зоне, т. к. эффективная излучающая апертура в этом случае велика. Соответственно при $s = 2.3$ мкм интенсивность поля в боковых элементах мала. При этом ширина центрального пика в дальней зоне оказывается больше из-за уменьшения эффективной излучающей апертуры. Положение первых боковых порядков в дальней зоне определяется расстоянием от оси до середины бокового элемента, а их высота зависит от относительной высоты максимумов интенсивности в боковых элементах. Эти корреляции легко прослеживаются при сравнении рис.7 и 8.

При выбранных параметрах конструкции коэффициент потерь вследствие ухода излучения на границы варьируется от 2.5 до 8.2 см^{-1} в зависимости от ширины волноводных вставок (рис.6). При таких потерях разумная длина усилителя (в отсутствие поглощения в материалах) ограничена величинами порядка $1-4$ мм. При дальнейшем увеличении длины всё вынужденное излучение будет уходить на стенки. Излучательные потери могут быть уменьшены за счёт увеличения толщины обкладочных слоёв. Численный расчёт для конструкции с $s = 2.3$ мкм (минимум потерь на рис.6) показал, что при увеличении толщины р-обкладочного слоя с 0.75 до 1 мкм, а

толщины *n*-обкладочного слоя с 0.75 до 0.9 мкм коэффициент излучательных потерь уменьшается с 3.08 до 0.85 см⁻¹. Расчёты были проведены для плотности тока накачки 200 А/см² = 4*J*_{tr}. Мощность выходного излучения при этом на длине 1 см возросла в 1.7 раза. Полные потери снижаются в основном за счёт уменьшения «поперечных» потерь. Если в исходной конструкции доля потерь на боковое излучение составляла 12 %, то увеличение толщины обкладочных слоёв приводит к тому, что эта доля становится равной 67 %. Следует отметить, что структура поля оптической моды при этом практически не изменилась. Вопрос о величине допустимых потерь связан с вопросом об устойчивости одномодового режима при повышении уровня накачки и должен решаться отдельно [17].

Параметры, входящие в диффузионное уравнение (2), известны лишь по порядку величины. В частности, коэффициент диффузии, существенно влияющий на профиль усиления в квантовой яме, может быть меньше выбранного нами значения 100 см²/с. Расчёты, проведённые для *D* = 50 см²/с, показали, что выходная мощность при этом увеличилась на 8 %, тогда как потери практически остались теми же.

4. Заключение

В работе описана трёхмерная дифракционная программа для моделирования полупроводниковых усилителей, основанная на решении скалярного волнового уравнения в приближении параксиальной оптики и уравнения диффузии для носителей в квантовой яме. Приводятся результаты применения этой программы для усилителя с гетероструктурой, образующей в боковом направлении систему связанных антиволноводов. Показано, что для такой структуры длина установления основной моды сопоставима с длиной, на которой слабый сигнал увеличивается на два порядка. Найдено, что энергетические характеристики усилителя описываются простейшим приближением, несмотря на существенное изменение структуры поля на стадии выделения преобладающей моды. Анализируется баланс усиления и потерь

для установившейся моды в зависимости от ширины волноводных вставок. Численно изучены вариации структуры доминирующей оптической моды в ближней и дальней зонах при изменении ширины вставок *s*. Получены значения *s*, обеспечивающие малую угловую расходимость в боковом направлении.

Работа была выполнена при поддержке РФФИ (грант № 05-02-16769) и гранта «Ведущие научные школы» РИ-112/001/593. Авторы выражают благодарность Д.Ботезу (D.Botez) и Л.Мосту (L.Mawst) (Wisconsin-Madison University, USA), инициировавшим данную работу.

1. Gokhale M.R., Dries J.C., Studenkov P.V., Forrest S.R., Garbuzov D.Z. *IEEE J. Quantum Electron.*, **33**, 2266 (1997).
2. Al-Muhanna A., Mawst L.J., Botez D., Garbuzov D.Z., Martinelli R.U., Connolly J.C. *Appl. Phys. Lett.*, **73**, 1182 (1998).
3. Слипченко С.О., Пихтин Н.А., Фетисова Н.В., Хомылев М.А., Мармалюк А.А., Никитин Д.Б., Падалица А.А., Булаев П.В., Залевский И.Д., Тарасов И.С. *Письма в ЖТФ*, **29**, 26 (2003).
4. Mawst L.J., Botez D., Zmudzinski C., Tu C. *Appl. Phys. Lett.*, **61**, 503 (1992).
5. Welch D.F., Mehuys D.G., in *Diode Laser Arrays*. Ed. by D.Botez and D.R.Scifres (Cambridge University Press, 1994, pp 72–122).
6. Scarmozzino R., Gopinath A., Pregla R., Helfert S. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **6** (1), 150 (2000).
7. Elkin N.N., Napartovich A.P., Sukharev A.G., et al. *Opt. Commun.*, **177**, 207 (2000).
8. Elkin N.N., Napartovich A.P., Sukharev A.G., Vysotsky D.V. *Lect. Notes in Comp. Sci.*, **3401**, 272 (2005).
9. Berenger J.P. *J. Comp. Phys.*, **114**, 185 (1994).
10. Huang W.P., Xu C.G., Lui W., Yokoyama K. *IEEE Photon. Techn. Lett.*, **8**, 652 (1996).
11. Fogli F., Bellanca G., Bassi P. *J. Opt. Quantum Electron.*, **30**, 443 (1998).
12. Coldren L.A., Corzine S.W. *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits* (New York: Wiley, 1995).
13. Hadley G.R., Hohimer J.P., Owyong A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **23**, 765 (1988).
14. Mawst L.J., Botez D., Nabiev R.F., Zmudzinski C. *Appl. Phys. Lett.*, **66** (1), 7 (1995).
15. Chang J.C., Lee J.J., Al-Muhanna A., Mawst L.J., Botez D. *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 1 (2002).
16. Rigrod W.W. *J. Appl. Phys.*, **36**, 2487 (1965).
17. Napartovich A.P., Elkin N.N., Sukharev A.G., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5722**, 267 (2005).