

06;07

Оптическое возбуждение неидентичных квантовых ям в активной области лазера с вертикальным внешним резонатором

© М.Ю. Морозов, Ю.А. Морозов, И.В. Красникова

Саратовский филиал Института радиотехники и электроники РАН
Саратовский государственный технический университет
E-mail: yuri.mor@rambler.ru

Поступило в Редакцию 24 апреля 2008 г.

Выполнено численное моделирование оптического возбуждения полупроводниковой структуры, состоящей из двух неидентичных квантовых ям, разделенных барьерами, поглощающими излучение накачки. Показано, что выравнивание заселенности в квантовых ямах может быть достигнуто двумя способами: при перемещении более глубокой квантовой ямы в область слабой генерации носителей либо при введении в структуру блокинг-слоя, предотвращающего транспорт носителей.

PACS: 42.55.Px, 72.20.Jv

В последние годы отмечается возрастание интереса к полупроводниковым лазерам с вертикальным внешним резонатором (ЛВВР) и оптической накачкой (см., например, обзорную статью [1]). В первую очередь, это обусловлено такой комбинацией их свойств, которая едва ли может быть реализована в лазерах другого типа. Так, при обеспечении эффективного отведения тепла от активной области в ЛВВР сочетается превосходное качество оптических характеристик лазерного пучка с высокой мощностью (до десятков ватт). Кроме того, наличие внешнего резонатора позволяет разместить в нем нелинейный кристалл для нелинейно-оптического преобразования частоты [2]. Вследствие резонансного возрастания мощности основного излучения эффективность внутрирезонаторного нелинейного преобразования частоты может значительно (на несколько порядков величины) превышать соответствующую величину для нелинейно-оптического взаимодействия, осуществляемого во внешнем нелинейном кристалле [3]. После создания первого образца двухчастотного ЛВВР [4] появилась реальная возможность для

внутрирезонаторной генерации комбинационных частот (в том числе суммарной [5] и разностной частоты [6]). Наиболее важной с точки зрения приложений представляется генерация излучения разностной частоты, поскольку при интервале разделения длин волн двухчастотного излучения $\Delta\lambda = \lambda_L - \lambda_S$, составляющем величину порядка десятков нанометров, излучение разностной частоты оказывается в среднем или дальнем инфракрасном диапазоне.

Несмотря на значительные успехи в создании квантово-каскадных лазеров [7], в этих участках спектра ощущается недостаток в эффективных и удобных в использовании (без криогенного охлаждения) полупроводниковых источниках когерентного излучения.

Поэтому подробный анализ подхода к созданию ЛВВР, формирующего в общем резонаторе два коаксиальных пучка излучения на двух частотах [4,8], представляет большой интерес в плане применений этого лазера для когерентного внутрирезонаторного нелинейно-оптического взаимодействия. В том числе должен быть изучен процесс оптической генерации носителей и заселения ими квантовых ям активной области ЛВВР. При величине $\Delta\lambda$, превышающей полосу усиления квантовой ямы, активная область двухцветного ЛВВР должна включать, по крайней мере, два набора неидентичных, т.е. отличающихся спектральным расположением максимума коэффициента усиления, квантовых ям. Оптическая накачка неидентичных КЯ численными методами подробно не исследовалась. Насколько известно авторам, лишь в работах [6,9] проведено моделирование оптического возбуждения двухчастотного ЛВВР, в котором неидентичные квантовые ямы разнесены по различным секциям, причем каждая секция содержит квантовые ямы только одного сорта. Границы между секциями в этих работах предполагались непрозрачными для транспорта носителей заряда.

В настоящем сообщении проведено изучение достаточно общих особенностей оптической накачки системы неидентичных квантовых ям. Для достижения наибольшей наглядности анализируемая модель выбрана в наиболее простом виде, а именно, состоящей из двух неидентичных КЯ.

Энергетическая диаграмма анализируемой структуры показана на рис. 1. Квантовые ямы QW_S и QW_D различной глубины помещены между барьерными слоями, поглощающими излучение накачки. Для определенности будем полагать, что рассматриваются квантовые ямы $\text{In}_{y_{S,D}}\text{Ga}_{1-y_{S,D}}\text{As}$ ($y_D > y_S$) с барьерами GaAs. Активная область распо-

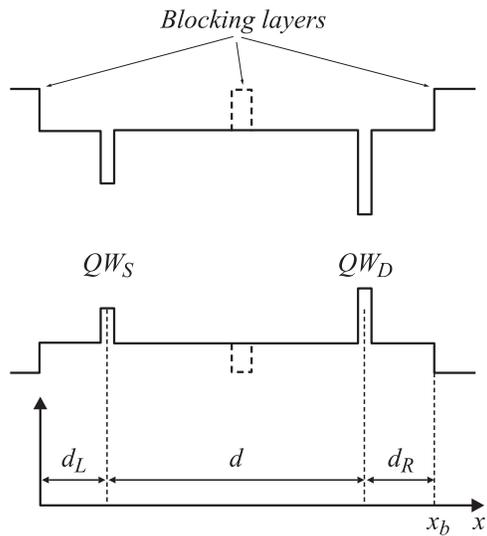


Рис. 1. Энергетическая диаграмма структуры.

лагается в интервале $0 \leq x \leq x_b$ и ограничена с обеих сторон широкозонными блокинг-слоями, непроницаемыми для потока носителей, но прозрачными для излучения накачки (например, $Al_zGa_{1-z}As$, $z > 0.3$).

Для проведения расчетов концентрации носителей в барьерных и квантово-размерных слоях мы воспользовались подходом, изложенным в [6,9,10]. Суть подхода сводится к решению уравнения диффузии-рекомбинации носителей заряда, генерируемых излучением оптической накачки в барьерных слоях с учетом конечного потока носителей в континуум состояний над квантовыми ямами. Локальная скорость генерации носителей может выражаться произвольной функцией продольной координаты x , и в частности, удовлетворять закону Ламберта–Бугера–Бера, описывающему экспоненциальное затухание волны накачки. С математической точки зрения, диффузионный поток носителей заряда в $3D$ состоянии в плоскости расположения квантовой ямы формулируется в виде граничных условий, являющихся взаимосвязанными в соседних с ямой барьерных слоях. Для определения этой связи были решены уравнения баланса (скоростные уравнения) для носителей,

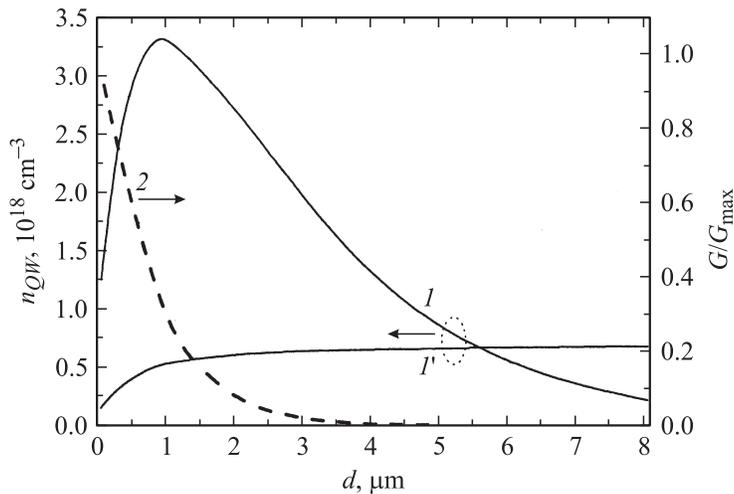


Рис. 2. Концентрация носителей в глубоких (I) и мелких (I') квантовых ямах в зависимости от расстояния между ними. Пунктиром (2) показана нормированная скорость генерации носителей в структуре.

располагающихся на уровнях размерного квантования внутри ямы и носителей, принадлежащих непрерывному спектру состояний над квантовой ямой.

На рис. 2 показана зависимость плотности носителей n_{QW} в квантовых ямах от расстояния между ними. Расстояния от квантовых ям до блокинг-слоев фиксированы на значениях $d_L = d_R = 50$ nm. Расчеты выполнены при параметрах структуры и пучка накачки, приведенных в таблице. На этом же рисунке пунктирной линией изображено поведение скорости оптической генерации носителей G/G_{max} в нормализованном виде. Из графиков следует, что при увеличении расстояния между квантовыми ямами, а следовательно, и протяженности области генерации носителей концентрация носителей в ямах возрастает, причем большая их часть собирается более глубокой КЯ. Это, очевидно, происходит вследствие большей скорости захвата и меньшей скорости выброса носителей, характерных для этой ямы [11]. При дальнейшем увеличении расстояния d концентрация носителей в „длинноволновой“ (более глубокой) КЯ достигает максимального значения и затем уменьшается.

Параметры структуры и накачки

Параметр		Значение	Ед. изм.
$QW_S \text{In}_{0.14}\text{Ga}_{0.86}\text{As}$	τ_c	0.3	ps
	τ_e	5	ps
$QW_D \text{In}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$	τ_c	0.15	ps
	τ_e	20	ps
t_{QW}		7	nm
τ_r		2	ns
τ		5	ns
D_a		10	cm ² /s
α		13200	cm ⁻¹
P_{in}		0.2	W
λ_p		808	nm
r		100	μm

Примечание. τ_c и τ_e — времена захвата и выброса носителей из КЯ; t_{QW} — толщина КЯ; τ и τ_r — времена жизни носителей в барьерах и КЯ; D_a — коэффициент амбиполярной диффузии; α , P_{in} , λ_p и r — коэффициент поглощения, мощность на входе, длина волны и радиус пятна излучения накачки.

Спад на графике анализируемой зависимости объясняется тем, что по мере увеличения расстояния между КЯ глубокая квантовая яма оказывается в области все более слабой генерации носителей и может пополнять приток носителей только за счет диффузии из области, где скорость генерации велика. Диффузионный поток носителей при удалении от места их генерации на величину x спадает со скоростью $\sim \exp(-L_a^{-1}x)$, где $L_a = \sqrt{D_a\tau} \approx 2.2\mu\text{m}$ — длина диффузии. Для $L_a^{-1} \ll \alpha$, что приблизительно соответствует заданным значениям параметров, носители могут проникать в глубь структуры и захватываться КЯ при удалении от места генерации на несколько диффузионных длин (ср. кривые 1 и 2).

Для применений системы неидентичных КЯ в составе двухчастотного ЛВВР, как правило, желательно, чтобы концентрация носителей в этих ямах была приблизительно одинаковой. Из рис. 2 (кривые 1, 1') следует, что при типовых значениях параметров, характерных для данной структуры при комнатной температуре, концентрация носителей в квантовых ямах выравнивается при $d \approx 6\mu\text{m}$. Изготовление структуры

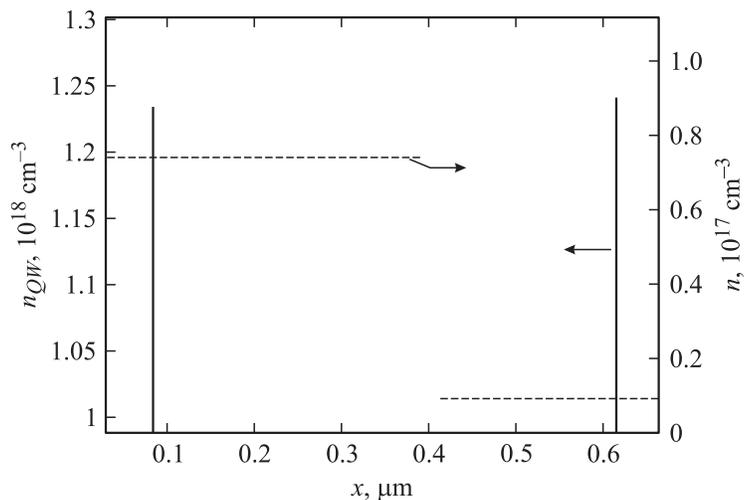


Рис. 3. Распределение плотности носителей в квантовых ямах (сплошная линия) и барьерах (пунктир) структуры с дополнительным блокинг-слоем.

такой протяженности может представлять некоторые трудности для современных методов эпитаксиального роста.

Другой способ, позволяющий выравнивать заселенность неидентичных квантовых ям при их более компактном расположении, состоит в предотвращении преимущественного захвата носителей глубокой КЯ с помощью дополнительного блокинг-слоя, расположенного между ямами (показан пунктиром на рис. 1). Рис. 3 демонстрирует распределение носителей в барьерах n и квантовых ямах n_{QW} такой структуры при $d \approx 500$ nm. Видно, что по обе стороны от блокинг-слоя толщиной 20 nm, расположенного на расстоянии ≈ 300 nm от мелкой КЯ, плотность носителей в барьерных слоях изменяется скачком, что является следствием отсутствия их транспорта через блокинг-слой и различной скорости обмена носителями между барьерными слоями и квантовыми ямами. В то же время, достигается практически одинаковая заселенность квантовых ям при уровне, значительно превышающем уровень выравнивания концентрации для структуры без дополнительного блокинг-слоя (ср. с кривыми I , I' рис. 2). Результаты проведенного ана-

лиза подтверждаются наблюдениями фотолюминесценции из образца с неидентичными квантовыми ямами, выполненными в [4].

Таким образом, показано, что в системе из двух неидентичных квантовых ям, обменивающихся носителями с общим резервуаром, выравнивание заселенностей КЯ возможно только при размещении более глубокой ямы в области слабой генерации носителей. При типичных значениях параметров, соответствующих комнатной температуре, подобная структура оказывается весьма протяженной (порядка $6\ \mu\text{m}$). При разделении общего резервуара на независимые части с помощью блокинг-слоя реализуется возможность одинаковой заселенности неидентичных квантовых ям в более компактной структуре.

Полученные выводы могут быть полезны при создании двухчастотных ЛВВР с оптическим возбуждением.

Список литературы

- [1] *Tropper A.C., Foreman H.D., Carnache A., Wilcox K.G., Hoogland S.H.* // J. Phys. D. 2004. V. 37. P. R75.
- [2] *Kim G.B., Kim J.-Y., Lee J., Kim K.-S., Lee S.-M., Cho S. Lim S.-J., Kim T., Park Y.* // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 89. P. 181106.
- [3] *Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В.* Прикладная нелинейная оптика М.: Физматлит, 2004. С. 228.
- [4] *Leinonen T., Morozov Yu.A., Härkönen A., Pessa M.* // IEEE Phot. Techn. Lett. 2005. V. 17. P. 2508.
- [5] *Härkönen A., Rautiainen J., Leinonen T., Morozov Yu.A., Orsila L., Guina M., Pessa M., Okhotnikov O.G.* // IEEE Phot. Techn. Lett. 2007. V. 19. P. 1550.
- [6] *Морозов Ю.А., Неведов И.С., Leinonen T., Морозов М.Ю.* // ФТП. 2008. Т. 42. С. 473. (*Morozov Yu.A., Nefedov I.S., Leinonen T., Morozov M.Yu.* // Semiconductors. 2008. V. 42. P. 463).
- [7] *Beck M., Hofstetter D., Aellen T., Faist J., Oesterle U., Ilegems M., Gini E., Melchior H.* // Science. 2002. V. 295. P. 301.
- [8] *Leinonen T., Ranta S., Laakso A., Morozov Yu., Saarinen M., Pessa M.* // Optics Express. 2007. V. 15. P. 13451.
- [9] *Morozov Yu.A., Leinonen T., Härkönen A., Pessa M.* // IEEE J. Quantum Electron. 2006. V. 42. P. 1055.
- [10] *Geske J., Gan K.-G., Okuno Y., Piprek J., Bowers J.* // IEEE J. Quantum Electron. 2004. V. 40. P. 1155.
- [11] *Tsai C.-Y., Tsai C.-Y., Lo Y.-H., Spencer R., Eastman L.* // IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron. 1995. V. 1. P. 316.