

УДК 621.383

©1994

## СМЕШИВАНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ В НЕРЕГУЛЯРНОЙ СВЕРХРЕШЕТКЕ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

*А.В.Лебедев, А.А.Торопов, Т.В.Шубина*

Экспериментально и теоретически исследован спектр оптических переходов в короткопериодной сверхрешетке с расширенной ямой при комнатной температуре в области сильных электрических полей. Спектры дифференциального волнового пропускания ТМ моды демонстрируют ряд особенностей, объяснимых теоретически как межзонные переходы с участием уровней, являющихся результатом смешивания состояний штарковской лестницы сверхрешетки и состояний в расширенной квантовой яме. В области сильных электрических полей в оптических переходах участвуют квазисвязанные, надбарьерные уровни легких дырок.

В последнее время все большее внимание привлекают электрооптические свойства сложных систем связанных квантовых ям. Вслед за двояными квантовыми ямами [1-4] и регулярными сверхрешетками [5-9] исследуются нерегулярные сверхрешетки: сверхрешетки, оканчивающиеся нестандартной ямой [10], а также сверхрешетки с расширенной ямой [11]. В подобных структурах, не обладающих периодичностью, возможно сосуществование различных электронных состояний, как локализованных (типа квазидвумерных состояний в узких квантовых ямах), так и протяженных (типа минизонных состояний в сверхрешетке). При приложении электрического поля эти состояния могут смешиваться, приводя к характерным электрооптическим эффектам: антипересечениям уровней экситонов [10] и ступенчатому уменьшению силы осциллятора экситона при увеличении электрического поля [11]. В обоих случаях наблюдается взаимодействие состояния, локализованного в расширенной яме, с протяженными состояниями штарковской лестницы нерегулярной сверхрешетки (полуограниченной сверхрешетки в [10] и разорванной сверхрешетки в [11]).

В структурах с конечными барьерами увеличение электрического поля приводит, кроме штарковской локализации, к конкурентному процессу делокализации: росту вероятности туннелирования носителей за пределы квантовой системы. При этом уменьшение туннельного времени жизни обуславливает уширение энергетических уровней. Для краткости в дальнейшем мы будем говорить о квазисвязанных уровнях, подразумевая энергию максимума соответствующего пика плотности состояний [11,12].

В работах [10,11] исследовался электронный спектр в области относительно слабых полей, когда туннельная ширина энергетических

уровней была много меньше величины энергетической щели в наблюдаемых антипересечениях.

В настоящей работе экспериментально и теоретически исследуется спектр электронных состояний в короткопериодной сверхрешетке GaAs/AlGaAs с расширенной ямой при комнатной температуре в области сильных полей. В этом случае ширина энергетических уровней оказывается сравнимой с характерными энергиями взаимодействия состояний. Экспериментальные спектры дифференциального волноводного электропропускания и электронные спектры, полученные в результате численного решения одномерного уравнения Шредингера, демонстрируют хорошее согласие и показывают, что эффекты смешивания состояний в исследуемых структурах определяют их электрооптические свойства вплоть до предельно достижимых полей  $5 \cdot 10^5$  В/см.

### Электронный спектр и оптические переходы

Спектр одночастичных состояний в исследуемой структуре определялся в результате численного решения одномерного уравнения Шредингера для «оггибающих» функций, написанного для простых параболических зон. В качестве потенциала использовался потенциальный профиль центральной части исследуемой структуры, включающий в себя расширенные ямы и несколько периодов сверхрешеток в однородном электрическом поле (рис. 1). Основные параметры структуры приведены в подрисуночной надписи и подробно описаны в работе [11]. Необходимое для расчета количество периодов сверхрешетки определялось численно исходя из оценки погрешности в определении энергии уровней. Остальной потенциал реальной структуры аппроксимировался двумя полубесконечными плоскими участками в однородном электрическом поле. Подобный выбор потенциала позволил корректно описывать как спектр, обусловленный штарковской локализацией, так и явления, связанные с туннелированием носителей за пределы квантовой системы.

Следуя работам [11–13], решение уравнения Шредингера на каждом линейном участке искалось в виде линейной комбинации двух незави-

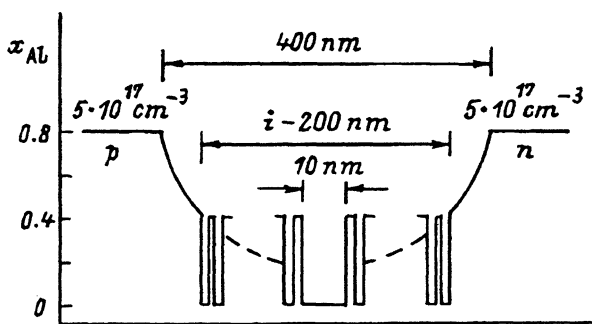


Рис. 1. Схематическая зонная диаграмма структуры.

Волновод симметричен относительно центральной ямы GaAs толщиной 100 Å. Сверхрешетка: ямы — GaAs, барьеры — Al<sub>0.4</sub>Ga<sub>0.6</sub>As. Ближайшие к центральной яме 5 нм и барьеров по 20 Å, затем 3 периода по 18(яма)/22(барьер) Å и 3 по 15(яма)/25(барьер) Å. В остальной части сверхрешетки ее параметры подобраны таким образом, чтобы сформировать градиентный профиль показателя преломления волновода. Структура легирована как p-i-n-диод.

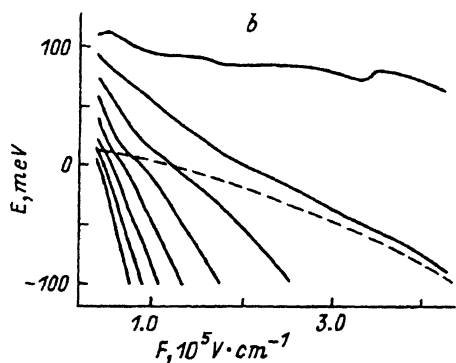
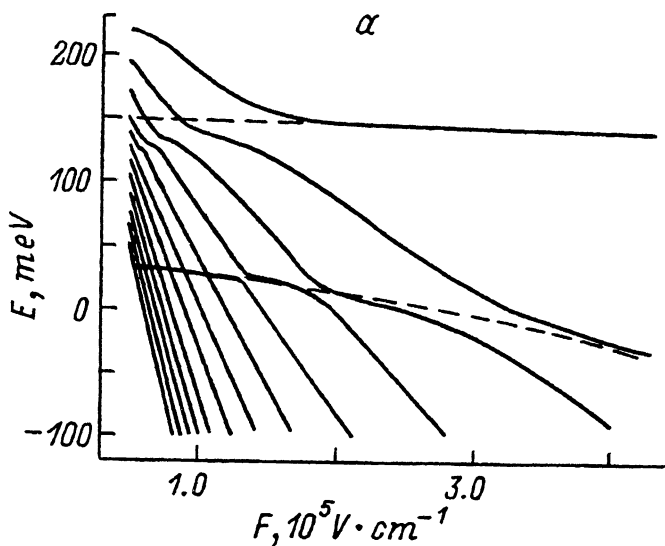


Рис. 2. Энергетическая диаграмма электронных уровней (а) и уровней легких дырок в электрическом поле  $F$  (b). Энергии отсчитаны от середины дна центральной ямы. Штрихом показано положение уровней в одиночной квантовой яме.

симых функций Эйри:  $Ai$  и  $Bi$ . Решения на отдельных участках сшивались согласно условиям непрерывности волновой функции  $\psi(z)$  и величины  $(1/m)(d\psi/dz)$ , где  $m$  — эффективная масса носителей. Спектр плотности состояний определялся в результате решения задачи рассеяния в исследуемом потенциале [12,13]. В результате вычислений определялись энергии квазисвязанных уровней и их ширины (как энергии максимумов пиков плотности состояний и их ширины на полувысоте), а также волновые функции, соответствующие этим энергиям.

На рис. 2 приведены диаграммы энергий уровней в зависимости от электрического поля, рассчитанные для электронов (а) и легких дырок (b) (в расчете использованы значения эффективных масс электрона и легкой дырки  $m_e = (0.0667 + 0.0835x)m_0$ ,  $m_{lh} = (0.094 + 0.066x)m_0$ , а также величина полного разрыва зон на гетерогранице  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$   $\Delta E = 1.425x - 0.90x^2 + 1.1x^3$  [14], величины барьеров для электронов и легких дырок  $\Delta E_c = 0.8\Delta E$ ,  $\Delta E_v = 0.2\Delta E$ , как обеспечивающие наилучшее согласие с экспериментальными данными).

Характер диаграммы сильно зависит от величины барьеров. В случае электрона (рис. 2,а) высокие барьеры приводят к слабой связи

состояния, локализованного в расширенной яме, с дальними состояниями штарковской лестницы. При полях, меньших  $1.4 \cdot 10^5$  V/cm (это поле соответствует резонансу состояния в центральной яме и состояния штарковской лестницы, локализованного в третьей яме сверхрешетки), диаграмма демонстрирует независимый ход фактически невзаимодействующих уровней. Отчетливо проявляются только антипересечения с состояниями, локализованными в первых трех ямах сверхрешетки, которые имеют место в диапазоне полей  $(1.4 - 4.5) \cdot 10^4$  V/cm. Меньшая величина барьеров для легких дырок обуславливает заметное взаимодействие состояния в центральной яме с состояниями штарковской лестницы во всем экспериментально доступном диапазоне электрических полей (рис. 2, b). Однако все отчетливые антипересечения оказываются в диапазоне полей, меньших  $1.4 \cdot 10^5$  V/cm. Таким образом, экспериментально наблюдаемые антипересечения для электронов и легких дырок попадают в разные, непересекающиеся области электрических полей. Проявления смешивания состояний легкой дырки в слабых полях исследовались в работе [11]. В данной работе особое внимание уделено эффектам смешивания электронных состояний в области сильных электрических полей.

Можно ожидать, что в интересующей нас области сильных полей экспериментально наблюдаемый спектр не будет иметь четко выраженного экситонного характера вследствие уменьшения энергии связи экситонов и их полевой ионизации. Это предположение подтверждается экспериментальными результатами работы [11], показывающими, что узкий отчетливый пик экситонного поглощения наблюдается лишь в области полей, меньших  $7 \cdot 10^4$  V/cm. В пренебрежении экситонными эффектами полевая зависимость силы осциллятора переходов будет описываться квадратом интеграла перекрытия волновых функций электронов и дырок.

Волновые функции, полученные в результате решения уравнения Шредингера, необходимо нормировать на длину. Однако в области сильных электрических полей возникает проблема нормировки слаболокализованных волновых функций. На рис. 3 показана волновая функ-

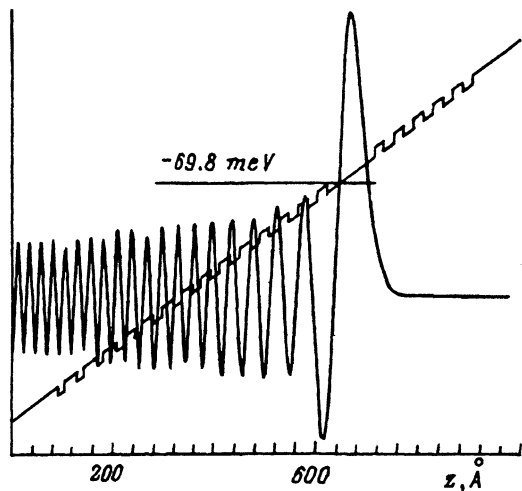


Рис. 3. Волновая функция легкой дырки для состояния с энергией  $-69.8$  meV в электрическом поле  $3.8 \cdot 10^5$  V/cm.

Энергия отсчитана от середины дна центральной ямы.

ция, рассчитанная для состояния легкой дырки, локализованного в расширенной яме сверхрешетки для электрического поля  $3.8 \cdot 10^5$  В/см. Волновая функция демонстрирует осциллирующий хвост, простирающийся далеко за пределы квантовой системы, что отражает большую вероятность туннельного ухода частицы. В таком случае оказывается физически неопределенным понятие длины нормировки волновой функции. Строго говоря, в рамках рассматриваемой идеализированной задачи эта проблема неразрешима, так как говорить о длине нормировки можно, лишь подразумевая, что волновая функция локализована на длине, меньшей длины когерентности (условие, заведомо не выполняющееся для слаболокализованных функций типа показанной на рис. 3). В настоящей работе при расчете интегралов перекрытия использовались волновые функции, нормированные без учета осциллирующего хвоста. Как показывают оценки, такой подход приводит к точным значениям квадрата интеграла перекрытия в случае хорошо локализованных состояний и завышенным в случае слабой локализации, позволяя селективировать межзонные переходы заведомо на активные в спектрах поглощения.

Рассчитанные энергии оптических переходов с участием легких дырок в зависимости от электрического поля представлены на рис. 4. Относительная величина квадрата интеграла перекрытия указана на рисунке высотой меток. Диаграмма демонстрирует возможность наблюдения в области сильных электрических полей ряда оптических переходов с участием уровней, образующихся в результате смешивания минизонных состояний и состояний, локализованных в расширенной яме (основного и первого возбужденного).

### Спектры волнового электропропускания

Для экспериментального исследования спектра межзонных оптических переходов с участием состояний легкой дырки наиболее удобной представляется геометрия, в которой свет поляризован перпендикулярно плоскости квантовых ям. В такой поляризации переходы с участием тяжелой дырки запрещены по симметричным правилам отбора, что упрощает интерпретацию экспериментальных спектров. В настоящей работе такая геометрия эксперимента достигалась при возбуждении ТМ моды в волноводной  $p$ - $i$ - $n$  гетероструктуре, содержащей исследуемую систему квантовых ям (рис. 1).

Как отмечалось в предыдущем разделе, спектр переходов в области сильных полей не носит отчетливого экситонного характера, что приводит к относительно гладким, лишенным резких особенностей спектрам коэффициента поглощения. Для исследования полевой зависимости спектральных особенностей использовалась чувствительная методика измерения спектров дифференциального электропропускания. При этом волноводная ТМ мода возбуждалась прямой фокусировкой монохроматического света на грань плоского оптического волновода (детали оптического эксперимента см. [11]). На образец подавалось внешнее напряжение в виде синусоиды с частотой 5 кГц на постоянной подставке. Свет, прошедший через волновод, собирался оптической системой, регистрировался фотоумножителем и детектировался синхронно с опорной частотой. Сканируя длину волны возбуждающего

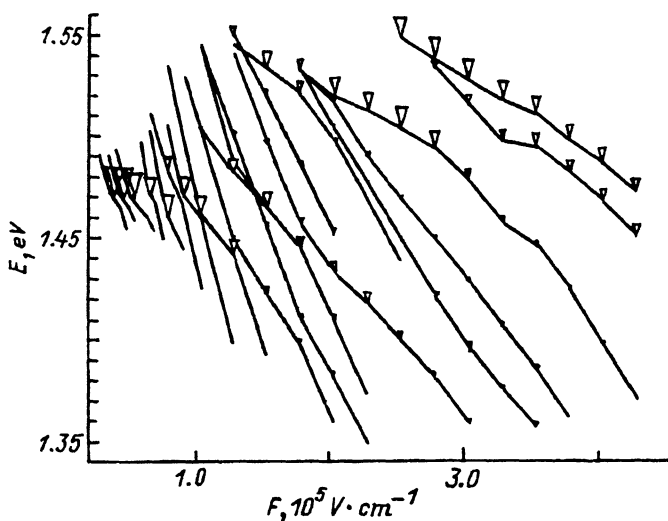


Рис. 4. Диаграмма рассчитанных энергий межзонных переходов. Величина силы осциллятора перехода пропорциональна высоте метки.

света и величину постоянной подставки напряжения на образце, мы измеряли спектры дифференциального электропропускания  $\Delta T$  волноводной ТМ моды для различных значений электрического поля.

На рис. 5 показаны спектры, измеренные при различных напряжениях на образце. Все спектры демонстрируют ряд особенностей, сдвигающихся с ростом электрического поля в сторону меньших энергий. Стрелками показаны рассчитанные энергии переходов, имеющих заметную величину квадрата интеграла перекрытия волновых функций. На спектрах, соответствующих умеренным полям, где основной вклад в электропропускание вносит длинноволновый сдвиг относительно узких, неперекрывающихся особенностей, энергии переходов близки к нулям дифференциального сигнала. В других случаях, когда дифференциальный сигнал не достигает нулевого уровня, рассчитанное значение лежит в пределах коротковолнового спадающего крыла спектральных особенностей. Это означает, что, кроме параллельного сдвига, в сигнал электропропускания вносят вклад эффекты возгорания или затухания переходов с ростом электрического поля. Возможность последних эффектов следует из диаграммы рис. 4. Положение особенностей, наблюдаемых на экспериментальных спектрах, в целом хорошо согласуется с рассчитанными значениями. Однако теоретическая оценка силы осциллятора некоторых переходов оказывается заметно завышенной: соответствующие спектральные особенности слабо выражены или вообще не проявляются. Как и ожидалось, наибольшее несоответствие наблюдается для переходов с участием слабо связанных состояний, имеющих место в области полей, больших  $2 \cdot 10^5$  В/см. Состояния легкой дырки в этом диапазоне полей оказываются фактически несвязанными, надбарьерными. При этом туннельная ширина соответствующих уровней (единицы и даже десятки meV) оказывается сравнимой с шириной экспериментально наблюдаемых особенностей и при максимальных полях, видимо, определяет их.

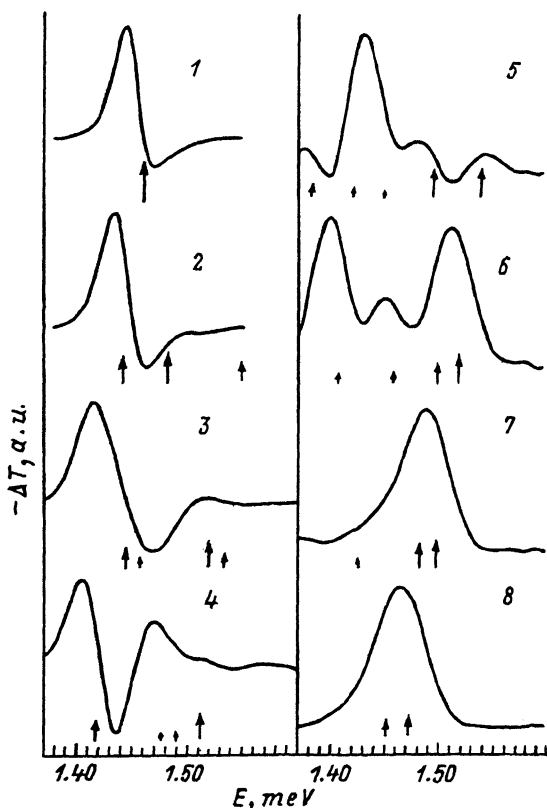


Рис. 5. Спектры дифференциального электропропускания.

Электрические поля ( $\cdot 10^5$  V/cm): 1 — 1.05, 2 — 1.3, 3 — 1.8, 4 — 2.3, 5 — 2.8, 6 — 3.3, 7 — 3.8, 8 — 4.3. Стрелками показаны значения энергий межзонных переходов, полученные теоретически. Величина стрелки пропорциональна силе осциллятора перехода.

Как пример подобного состояния на рис. 3 приведена волновая функция слаболокализованного состояния легкой дырки в поле  $3.8 \cdot 10^5$  V/cm. Соответствующий пик плотности состояний имеет ширину на полувысоте  $\sim 15$  meV. Эти состояния проявляются в межзонных переходах с участием электронного квазиуровня, генетически связанного со вторым уровнем электрона в расширенной яме в нулевом поле (рис. 2,а). Из рис. 5 (кривые 7,8) видно, что этот переход, сливаясь с переходом, связанным со вторым уровнем легких дырок в расширенной яме, доминирует в экспериментальных спектрах в области сильных полей. Надо отметить, что надбарьерные резонансы в континууме состояний ранее наблюдались экспериментально при исследовании электроотражения в квантовых ямах <sup>[14,15]</sup> и регулярных сверхрешетках <sup>[16]</sup>, а также в спектрах межподзонных переходов в специально рассчитанных системах квантовых ям, формирующих электронные фильтры <sup>[17,18]</sup>. В данной работе представлено экспериментальное наблюдение подобных состояний в спектрах электропропускания в нерегулярных сверхрешетках с расширенной ямой.

Таким образом, в настоящей работе теоретически и экспериментально исследован спектр электронных переходов в короткопериодной сверхрешетке с расширенной квантовой ямой во внешнем электрическом поле. Спектр междузонных переходов в такой структуре был рассчитан в рамках метода эффективных масс в результате численного решения уравнения Шредингера. Все расчеты были сделаны в пренебрежении экситонными эффектами, что представляется оправданным при расчете энергетического спектра состояний в области сильных полей, когда энергия связи экситонов оказывается меньше туннельной ширины электронных квазисвязанных уровней. Показано, что в области сильных электрических полей характер спектра определяется смешиванием состояний электронной штарковской лестницы и состояний, локализованных в расширенной яме. Однако даже при больших электрических полях учет кулоновского взаимодействия может оказаться существенным при детальном рассмотрении полевой зависимости силы осциллятора переходов.

Экспериментально при комнатной температуре исследованы спектры дифференциального волноводного электропропускания ТМ моды. Полученные спектры демонстрируют ряд спектральных особенностей, положения которых хорошо согласуются с рассчитанным спектром междузонных переходов, включающих в себя уровни электронов и легких дырок.

Сравнение экспериментальных и расчетных данных показывает, что особенности, доминирующие в спектрах электропропускания в области максимально достижимых электрических полей, обусловлены переходами с участием квазисвязанных, надбарьерных уровней, что демонстрирует возможность использования метода дифференциального электропропускания для исследования подобных состояний.

Авторы глубоко признательны П.С.Копьеву и С.В.Иванову за выращивание образцов, а также Е.Л.Ивченко и М.Вилландеру за полезные обсуждения и постоянный интерес к работе.

### Список литературы

- [1] Bastard G., Delalande C., Ferreira R., Liu H.W. // *J. Lumin.* 1989. V. 44. P. 247-263.
- [2] Ferreira R., Rolland P., Roussignol Ph., Delalande C., Vinattieri A., Carraresi L., Colocci M., Roy N., Sermage B., Palmier J.F., Etienne B. // *Phys. Rev. B.* 1992. V. 45. N 20. P. 11782-11794.
- [3] Dignam M.M., Sipe J.E. // *Phys. Rev. B.* 1991. V. 43. N 5. P. 4084-4096.
- [4] Islam M.N., Hillman R.L., Miller D.A.B., Chemla D.S., Gossard A.C., English J.H. // *Appl. Phys. Lett.* 1987. V. 50. P. 1098-1100.
- [5] Mendez E.E., Agullo-Rueda F., Hong J.M. // *Phys. Rev. Lett.* 1988. V. 60. N 23. P. 2426-2429.
- [6] Fox A.M., Miller D.A.B., Cunningham J.E., Jan W.Y., Chao C.Y., Chuang S.L. // *Phys. Rev. B.* 1992. V. 46. N 23. P. 15365-15376.
- [7] Leavitt R.P., Little J.W. // *Phys. Rev. B.* 1990. V. 42. N 18. P. 11774-11790.
- [8] Bleuse J., Bastard G., Voisin P. // *Phys. Rev. Lett.* 1988. V. 60. N 3. P. 220-223.
- [9] Whittaker D.M. // *Phys. Rev. B.* 1990. V. 41. N 5. P. 3238-3241.
- [10] Agullo-Rueda F., Mendez E.E., Ohno H., Hong J.M. // *Phys. Rev. B.* 1990. V. 42. N 2. P. 1470-1473.
- [11] Ivanov S.V., Kop'ev P.S., Shubina T.V., Toropov A.A. // *Semicond. Sci. Technol.* 1993. V. 8. P. 357-363.
- [12] Austin E.J., Jaros M. // *Phys. Rev. B.* 1985. V. 31. P. 5569-5572.
- [13] Austin E.J., Jaros M. // *J. Phys. C: Solid State Phys.* 1986. V. 19. P. 533-541.
- [14] Miller D.A.B., Chemla D.S., Damen T.C., Gossard A.C., Wiegmann W., Wood T.H., Burrus C.A. // *Phys. Rev. B.* 1985. V. 32. P. 1043-1060.



- [15] Pan S.H. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. P. 3375-3382.
- [16] Fafard S., Fortin E., Roth A.P. // Phys. Rev. B. 1993. V. 47. N 16. P. 10588-10595.
- [17] Henderson G.N., West L.C., Gaylord T.K., Roberts C.W., Glytsis E.N., Asom M.T. // Appl. Phys. Lett. 1993. V. 62. N 12. P. 1432-1434.
- [18] Sirtori C., Faist J., Capasso F., Sivco D.L., Cho A.Y. // Appl. Phys. Lett. 1993. V. 62. N 16. P. 1931-1933.

Физико-технический институт  
им. А.Ф. Иоффе РАН  
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию  
24 ноября 1993 г.