

11. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. // Квантовая механика.— М.: Наука, 1974.
12. Баренблатт Г. И., Зельдович Я. Б. // Прикладная математика и механика.— 1957.— 21.— С. 856.
13. Колмогоров А. Н., Петровский И. Г., Пискунов Н. С. // Бюл. МГУ.— 1937.— 1.— С. 4.
14. Velichansky V. L., Ghiner A. V. e. a. Quasi-soliton mechanism of generation of bistable injection laser with external cavity // Phys. Stat. Sol. (b).— 1988.— 150.— P. 605.
15. Vyun V. A., Ghiner A. V., Surdutovich G. I., Yakovkin I. B. Quasi-soliton mode in bistable acoustoelectronic systems // Acoustoelectronic-87.— Varna, Bulgaria: IPSS, 1987.— P. 344.
16. Гайнер А. В., Заболотский А. А., Сурдутович Г. И. О возможности формирования коротких прямоугольных световых импульсов в бистабильных оптических системах.— Новосибирск, 1986.— (Препр./СО АН СССР. ИФП; 12).
17. Goldstone J. A., Garmire E. Intrinsic optical bistability in nonlinear media // Phys. Rev. Lett.— 1984.— 53.— P. 910.
18. Hopf F. A., Bowden C. M., Louisell W. H. Mirrorless optical bistability with the use of the local field correction // Phys. Rev.— 1984.— A29.— P. 2591.
19. Miller D. A. B., Chemla D. C., Eilenberger D. J. e. a. Optical bistability from increasing absorption // Opt. Lett.— 1984.— 9.— P. 162.
20. Miller D. A. B., Chemla D. C., Eilenberger D. J. e. a. Large room-temperature optical nonlinearity in GaAs/Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As multiple quantum well structures // Appl. Phys. Lett.— 1982.— 41.— P. 679.
21. Шашкин В. В. Модуляция света в полупроводниковых структурах с квантовыми ямами // Автометрия.— 1989.— № 3.
22. Карпушко Ф. Б., Сеницын Г. В. Оптический логический элемент для интегральной оптики // Журн. прикл. спектр.— 1978.— 29.— С. 820.
23. Sinitsyn G. V. Digital circuits for all-optical computing based on thin-film interferometers // Optical Nonlinearity and Bistability.— Berlin: Humb. Univer., 1988.
24. Кастаньский А. А. Оптические и электрические явления в схемах с резонатором Фабри — Перо // ФТП.— 1973.— 7.— С. 935.
25. А. с. 748892. Электрооптический логический элемент/Э. Г. Косцов, А. И. Мишин.— Оpubл. 19.06.72, Бюл. № 26.
26. Егоров В. М., Косцов Э. Г. Микроэлементные оптические цифровые вычислительные устройства // Автометрия.— 1989.— № 3.
27. Ghiner A. V., Surdutovich G. I. New mechanism of intrinsic bistability of nonlinear slugged structures under the action of repetitive pulse excitation // Phys. Stat. Sol. (b).— 1988.— 150.— P. 539.
28. Вьон В. А., Гайнер А. В., Сурдутович Г. И., Яковкин И. Б. Бистабильность акустоэлектронных явлений в нестационарном режиме // Письма ЖТФ.— 1986.— 12.— С. 799.
29. Вьон В. А., Гайнер А. В., Сурдутович Г. И., Яковкин И. Б. Гистерезисные явления в акустоэлектронных структурах // ДАН СССР.— 1987.— 296, № 3.

*Поступила в редакцию 9 января 1989 г.*

УДК 535.2 : 530.182 : 621.372.8

**В. В. ШАШКИН**

*(Новосибирск)*

## МОДУЛЯЦИЯ СВЕТА В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

**Введение.** В последние годы появился новый класс материалов, представляющий значительный интерес для создания устройств модуляции оптического излучения. Это полупроводниковые структуры с квантовыми ямами (КЯ). Создание таких структур стало возможным благодаря развитию технологии молекулярно-лучевой эпитаксии [1] и металл-органической эпитаксии из газовой фазы [2]. Такие технологии, а также их модификации позволяют изготовить на площади в несколько десятков квадратных сантиметров чередующиеся слои различных полупроводников с атомарно-гладкой границей раздела и толщиной каждого слоя от единиц микрон до величин менее нанометров. Квантование по-

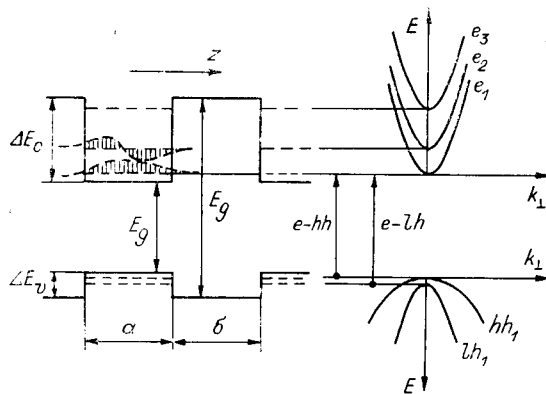


Рис. 1. Подзоны квантования в композиционной структуре с квантовыми ямами.

Ось  $z$  совпадает с направлением роста; заштрихованные области представляют характерный вид волновых функций электронов в яме. В правой части рисунка изображены дисперсионные зависимости  $E(k_{\perp} = \sqrt{k_x^2 + k_y^2})$  подзон тяжелых ( $hh$ ), легких ( $lh$ ) дырок и электронов ( $e$ )

сителей заряда в направлении роста слоев приводит к изменению энергетического спектра электронов и дырок, что является причиной уникальных оптических и транспортных свойств этих структур. Заслуживают внимания следующие их особенности:

- 1) возможность формирования оптических элементов в планарном матричном исполнении при использовании стандартных методов микроэлектронной технологии (фотолитография, химическое, ионно-лучевое, плазмохимическое травление, вакуумная металлизация и т. д.);
- 2) управляющее напряжение отдельного оптического элемента 1—10 В, согласующееся со стандартами в микроэлектронике;
- 3) однотипная с микроэлектроникой технология, позволяющая изготавливать оптоэлектронные устройства в планарном исполнении;
- 4) широкий набор полупроводниковых материалов, а также физические особенности энергетического спектра в квантово-размерных слоях, позволяющих обеспечивать модуляцию оптического излучения в области от видимого до среднего и дальнего ИК-диапазонов спектра.

Цель настоящего обзора — рассмотрение физических механизмов, обеспечивающих модуляцию оптического излучения в структурах с квантовыми ямами (КЯ) и параметров устройств, реализующих эти явления на практике.

**Квантовые ямы. Зонная структура и оптические свойства.** Полупроводниковые структуры с квантовыми ямами по типу зонной структуры и способу изготовления условно подразделяются на композиционные и легированные. Первый тип представляет собой два или больше чередующихся слоев полупроводниковых материалов с различной шириной запрещенной зоны. В зависимости от взаимного расположения краев валентных зон  $E_v$  и зон проводимости  $E_c$  композиционные структуры с КЯ делятся на три подтипа, подробно рассмотренные, например, в обзорах [3, 4]. Для исследуемых в данной работе устройств наиболее интересны композиционные структуры подтипа 1 (рис. 1). Подробнее всего из структур такого подтипа изучен гетеропереход GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As,  $x \approx 0,3$ . При толщине слоя GaAs  $a \leq 10$  нм и AlGaAs  $b > 15$  нм электроны и дырки данного материала находятся в одномерном потенциальном «ящике» и энергетический спектр в самом грубом приближении имеет вид

$$E_n(\mathbf{k}) = \frac{\hbar^2 (k_x^2 + k_y^2)}{2m^*} + \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2m^* a^2}, \quad (1)$$

где  $k_x, k_y$  — компоненты волнового вектора частиц в направлениях вдоль слоев;  $m^*$  — эффективная масса частиц;  $n = 1, 2, \dots$  — целое число.

Уравнение (1) описывает расщепление зоны проводимости и валентных зон объемного материала на ряд мини-зон. Если ширина потенциального барьера Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As выбрана достаточно узкой:  $b \leq 10$  нм, то волновые функции частиц в соседних ямах будут перекрываться, что

приведет к расщеплению уровней квантования для направления вдоль оси  $z$ , и  $E_n(\mathbf{k})$  примет вид

$$E_n(\mathbf{k}) \simeq \frac{\hbar^2(k_x^2 + k_y^2)}{2m^*} + \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2m^* a^2} + \Delta_n \cos[k_z(a+b)]. \quad (2)$$

Уравнения (1), (2) являются приближенными; более точные выражения, полученные в приближении эффективных масс, приведены в [5, 6]. Периодические гетероструктуры, в которых энергетический спектр в  $\mathbf{k}$  пространстве описывается соотношением (2), принято называть сверхрешетками (СР), а в случае  $\Delta_n \rightarrow 0$  — структурами с многими квантовыми ямами (МКЯ). Так как это различие связано с особенностями в поперечной проводимости, то в дальнейшем при рассмотрении оптических свойств будем различать случаи слабой и сильной связи между отдельными слоями, т. е. между СР и МКЯ, только в специально оговоренных ситуациях. Диэлектрическая проницаемость СР — анизотропная величина, что характерно для слоистых сред с толщиной слоев много меньше длины волны излучения. Если  $a$  и  $b$  — толщина каждого слоя СР,  $\epsilon_a$ ,  $\epsilon_b$  — их диэлектрические проницаемости, то  $\epsilon_{\perp}$ ,  $\epsilon_{\parallel}$  — диэлектрические проницаемости для поляризации, перпендикулярной плоскости слоев и параллельной им, — имеют вид [7]

$$\epsilon_{\perp} = (a+b)\epsilon_a\epsilon_b/(a\epsilon_a + b\epsilon_b); \quad \epsilon_{\parallel} = (a\epsilon_a + b\epsilon_b)/(a+b). \quad (3)$$

Соотношения (3) выполняются без учета микроскопических эффектов в каждом отдельном слое СР. Если учесть характер зонной структуры валентных электронов полупроводников  $A^{III}B^V$ ,  $A^{II}B^{VI}$ , то из уравнения (1) следует отличие энергетического положения в КЯ для легких и тяжелых дырок. Симметрия волновых функций, описывающих эти частицы, такова, что для поляризации света, параллельной слоям СР, разрешены переходы из обоих дырочных подзон:  $lh_n \rightarrow e_n$ ,  $hh_n \rightarrow e_n$ , а для перпендикулярной поляризации разрешен переход  $lh_n \rightarrow e_n$  [5] (см. рис. 1). Двулучепреломление, обусловленное такими особенностями зонной структуры, достигает 0,04 вблизи края поглощения СР GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As [8].

В краевом поглощении, вызванном переходами из подзон легких и тяжелых дырок в подзоны зоны проводимости, наблюдаются переходы в связанное кулоновским взаимодействием состояние электрона и положительно заряженной дырки. Так же как и в объемном полупроводнике, эти переходы проявляются в наличии резко выраженного резонанса в коэффициенте краевого поглощения (рис. 2). Дублет вблизи 0,8 мкм представляет собой переходы в связанные состояния электрона с тяжелой и легкой дырками. Наиболее отличительная и полезная особенность структур с КЯ — величина и форма экситонного пика при комнатной температуре.

В объемном материале энергия связанного состояния электрона и дырки  $R_{3D} = -e^2\mu^*/2\epsilon^2\hbar^2 = -4,2 \cdot 10^{-3}$  эВ (для GaAs). Диаметр этой пары  $2a_{3D} \simeq 30$  нм. Ширина линии экситонного резонанса определяется скоростью ионизации и рекомбинации связанной электронно-дырочной пары. При комнатной температуре ширина линии экситона в GaAs  $\Gamma \simeq 3 \cdot 10^{-3}$  эВ и в основном определяется ионизацией длинноволновыми оптическими фононами, т. е. при  $T \simeq 300$  К  $\Gamma \simeq R_{3D}$  и экситонный пик практически сливается с непрерывным спектром для переходов в несвязанные состояния электронов и дырок. В структурах с КЯ ситуация количественно несколько иная. Во-первых, в КЯ электрон и дырка искусственно зажаты потенциальными стенками ямы близко друг к другу. В предельном случае бесконечно узкой потенциальной ямы энергия двумерного экситона  $R_{2D} = 4R_{3D}$  [9]. Во-вторых, коэффициент поглощения в максимуме экситонного резонанса увеличивается с уменьшением размера экситона, как показано на рис. 3 [10]. Оба этих фактора позво-

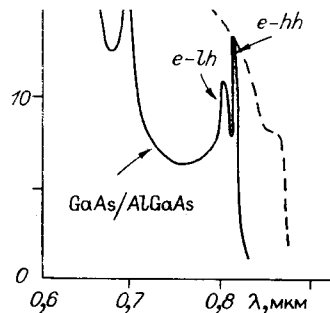


Рис. 2. Коэффициент поглощения  $\alpha$  для структуры, состоящей из слоев GaAs (8,3 нм) и барьеров из AlAs (9,3 нм) (сплошная кривая), и для особо чистого GaAs (штриховая кривая)

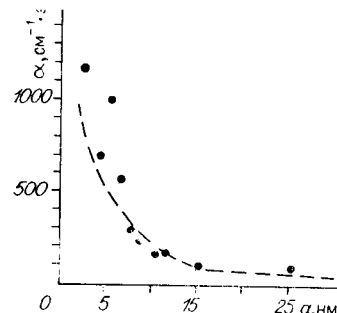


Рис. 3. Зависимость интегрального коэффициента поглощения  $\alpha$ , пропорционального силе осциллятора,  $n = 1$  тяжелого экситона в структуре GaAs/AlAs, от толщины КЯ: точки — экспериментальные значения

ляют наблюдать отчетливо выраженные экситонные резонансы в двумерных КЯ при  $T \approx 300$  К (см. рис. 2).

Размерное квантование в рассматриваемых нами структурах приводит к особенностям в спектрах поглощения среднего и дальнего ИК-диапазонов спектра, наблюдаемых в структурах с частично заполненными уровнями в КЯ. Практически это достигается легированием в процессе роста материала ям или потенциального барьера. Если барьер достаточно тонкий, то, например, электроны с доноров в слое  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  туннелируют в яму из GaAs. Как известно, электроны в зоне проводимости полупроводника (или дырки в валентной зоне) участвуют в оптическом поглощении только при наличии механизмов рассеяния по импульсу. Коэффициент поглощения при этом описывается плавной зависимостью  $\alpha \sim \lambda^{-2}$  ( $\lambda$  — длина волны света). Характерное значение  $\alpha \approx 10^2 \text{ см}^{-2}$  для концентрации электронов  $N_e \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . В КЯ для поляризации света  $\mathbf{E}_\perp$ , перпендикулярной слоям КЯ, импульс передается стенкам КЯ, для параллельной слоям поляризации света  $\mathbf{E}_\parallel$  коэффициент поглощения аналогичен объемному материалу [11]. Из (1) следует, что для  $\mathbf{E}_\perp$  переходы между подзонами квантования разной четности соответствуют энергии кванта света  $\hbar\omega = \hbar^2\pi^2/2m^*a^2$ . Дисперсионная зависимость  $E(\mathbf{k})$  такова, что все электроны, заполняющие нижнюю подзону, принимают участие в поглощении и разность энергий практически не зависит от значения  $k_\parallel$ . Эта особенность проявляется в наличии отчетливо выраженного пика поглощения (рис. 4) с эффективным значением коэффициента поглощения  $\alpha \approx 10^4 \text{ см}^{-1}$  [12] при  $\lambda \approx 10$  мкм.

**Нелинейные оптические явления в структурах с квантовыми ямами.** При генерации электрон-дырочных пар происходит изменение коэффициента поглощения и показателя преломления [13]. Два физических явления оказывают влияние на этот эффект — экранирование кулоновского взаимодействия связанной электрон-дырочной пары и заполнение фазового пространства экситонами.

В объемном материале эффект просветления краевого поглощения является проявлением сдвига Мосса — Бурштейна, т. е. заполнением свободных состояний в экстремумах зон возбужденными электронами и невозможностью дальнейших переходов в эти состояния. Насыщение поглощения на линии экситонного резонанса в структурах с КЯ на основе GaAs/AlGaAs достигается при интенсивности света, в 10 раз меньшей, чем в объемном GaAs, и составляет величину  $P \approx 600 \text{ Вт/см}^2$  [13]. Как

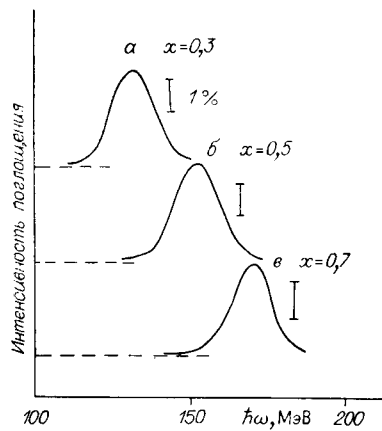


Рис. 4. Спектры поглощения GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As (7/18 нм) сверхрешетки с концентрацией электронов в слоях  $n \approx 1,0 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ,  $x = 0,3$  (а),  $x = 0,5$  (б),  $x = 0,7$  (в). Угол падения света  $73^\circ$  относительно нормали к поверхности образца

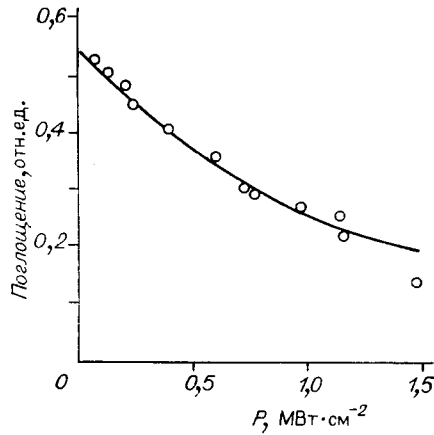


Рис. 5. Зависимость коэффициента поглощения от интенсивности света с  $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$  в структуре GaAs/Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As (8,5/29,6 нм) с концентрацией электронов в GaAs  $n \approx 1,3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$

уже отмечалось, могут быть использованы два механизма просветления. При энергии возбуждения  $\hbar\omega > \hbar\omega_{\text{экс}}$  ( $\hbar\omega_{\text{экс}}$  — энергия экситонного резонанса), когда интенсивность света достигает значения, при котором вероятность попадания одной возбужденной частицы в объем экситона составляет  $1/2$ , экситонная линия в поглощении исчезает и сливается с краевым поглощением. Если представить коэффициент поглощения в виде  $\alpha = \alpha_0 + \alpha_2 P$  и показатель преломления  $n = n_0 + n_2 P$ , где  $P$  — интенсивность падающего света, то  $\alpha_2 \approx 40 \text{ см} \cdot \text{Вт}^{-1}$ ,  $n_2 \approx 2 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2 \cdot \text{Вт}^{-1}$ . Изменение в поглощении, инициированное генерацией электрон-дырочных пар, релаксирует за время  $\tau_p \sim 30 \cdot 10^{-9} \text{ с}$ , соответствующее времени излучательной рекомбинации в прямозонном полупроводнике с шириной запрещенной зоны  $E_g \approx 1,5 \text{ эВ}$ .

В случае, когда энергия возбуждения  $\hbar\omega = \hbar\omega_{\text{экс}}$  при плотности мощности такой, что концентрация экситонов достигает значения  $\sim (4\pi a_{2D}^2)^{-2}$  ( $a_{2D}$  — радиус двумерного экситона в КЯ), наступает насыщение экситонного поглощения. Причем эффект насыщения наступает при вдвое меньшей интенсивности, чем при генерации электрон-дырочных пар [14]. Наиболее привлекательной особенностью резонансного насыщения поглощения является чрезвычайно малое время релаксации просветления, определяемое временем жизни экситона при  $T \approx 300 \text{ К}$ ;  $\tau \approx 0,4 \cdot 10^{-12} \text{ с}$  [15].

Нелинейные эффекты в средней и дальней ИК-областях спектра, связанные с межподзонами переходами, рассмотрены в [16, 17]. Как уже отмечалось, поглощение наблюдается в случае заполнения подзон электронами или дырками при легировании барьера или КЯ. Два механизма просветления имеют место в таких переходах: заполнение фазового пространства в верхней подзоне и перенормировка зонного спектра за счет резонансного рассеяния [16]. Второй механизм является чисто квантовым эффектом, и суть его состоит в том, что волновые функции электронов в направлении оси, перпендикулярной слоям, имеют различный вид в основном состоянии и в возбужденном. При самосогласованном расчете энергий всех электронов в потенциальной яме энергия каждого зависит от распределенной электронной плотности остальных электронов. При возбуждении значительной части электронов в следующую подзону самосогласованный потенциал изменится, что приведет к сдвигу  $\Delta\hbar\omega$  резонансного поглощения. В [16] показано, что в простой прямоугольной яме этот эффект сравнительно слаб:  $\Delta\hbar\omega \approx 10^{-3} \text{ эВ}$ ,

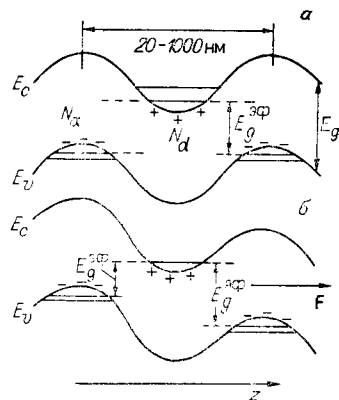


Рис. 6. Пространственное измерение краев зоны проводимости  $E_c$  и валентной зоны  $E_v$  вдоль оси  $z$ , легированной СР (а), и изменение эффективной ширины запрещенной зоны  $E_g^{\text{эф}}$  во внешнем электрическом поле (б)

но при соответствующем конструировании потенциальной ямы экспериментально продемонстрирован сдвиг  $\Delta\hbar\omega \simeq 10^{-2} \text{ эВ}$ , сравнимый с шириной пика поглощения при межподзонных переходах (см. рис. 4).

Время релаксации абсорбционной нелинейности при межподзонных переходах составляет  $\leq 10^{-11} \text{ с}$  и обусловлено потерей энергии возбужденных электронов за счет испускания оптических и акустических фононов. Вследствие малого времени жизни носителей требуемая для просветления мощность излучения сравнительно велика  $\approx 5 \cdot 10^5 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$  (рис. 5). Абсорбционная нелинейность сопровождается нелинейностью показателя преломления. Теоретический расчет из соотношения Крамерса — Кронига показал, что  $n_2 = dn/dP \approx 10^{-6} \text{ см}^2 \cdot \text{Вт}^{-1}$  для структуры GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As с шириной ямы GaAs  $\approx 6,5 \text{ нм}$  [18]. Из проведенного в [19] сравнительного анализа нелинейных эффектов в СР в области межподзонных переходов следует, что эффекты, связанные с непараболичностью подзон, в направлении, перпендикулярном плоскости КЯ, могут в  $10^4$  раз превышать абсорбционную нелинейность. Поэтому приведенную выше оценку величины  $n_2$  следует, по-видимому, считать сильно заниженной по сравнению с реальным экспериментальным значением.

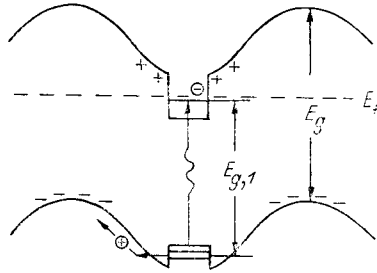
Очень интересным объектом, обладающим большой абсорбционной нелинейностью, является легированная СР (рис. 6, а), предложенная Есаки [20]. Потенциальный рельеф для электронов и дырок создается периодическим потенциалом ионизированных доноров и акцепторов, например Si и Be в GaAs. Эти сверхрешетки с кристаллографической точки зрения имеют некоторые преимущества перед композиционными структурами с КЯ. Не возникает проблем, связанных с наличием поверхностей раздела; кроме того, нет ограничений физического характера на выбор основного полупроводника.

Принципиальной особенностью легированной СР является пространственное разделение экстремумов волновых функций электронов и дырок на половину периода СР. Рекомбинация возбужденных электронов и дырок возможна только посредством туннелирования под потенциальный барьер. Другими словами, вероятность рекомбинации пропорциональна интегралу перекрытий подбарьерных «хвостов» волновых функций электронов и дырок. Выбором периода СР рекомбинационное время жизни можно сделать очень большим: до  $10^3 \text{ с}$  при  $4 \text{ К}$  и  $\geq 1 \text{ с}$  при  $300 \text{ К}$  [21]. Большие времена жизни возбужденных носителей позволяют достигать эффекта экситонного просветления в специально сконструированных структурах (рис. 7) при интенсивности света  $\leq 10^{-5} \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ .

В структуре на рис. 7 ширина запрещенной зоны  $E_{g,1}$  композиционной КЯ, встроенной в легированную СР, меньше ширины запрещенной зоны исходного материала  $E_g$  [22]. При поглощении света с  $E_{g,1} \leq \hbar\omega < E_g$  электроны накапливаются в потенциальной яме, а дырки покидают свою потенциальную яму посредством туннелирования в более широкозонный материал и собираются в центре  $p$ -слоя, где вероятность

Рис. 7. Гетеро —  $n-i-p$  — структура для нелинейной оптики.

Поглощение с  $\hbar\omega = E_{g,1}$  велико, пока нет заполнения электронами квантовой ямы



рекомбинации с пространственно разделенными электронами очень мала. В результате достигается насыщение поглощения. В просветленном состоянии структура может находиться достаточно долгое время ( $\geq 1$  с). При необходимости можно приложить к  $p$ - и  $n$ -слоям внешнее электрическое поле, с помощью «селективных контактов» спрямляющее потенциальную яму. Характерные времена этого процесса будут определяться  $RC$ -цепью и временем рекомбинации, т. е.  $\tau \approx 10^{-7} - 10^{-9}$  с. Возможность изготовления «селективных контактов», которые проявляют омические или блокирующие свойства по отношению к слоям с противоположным типом легирования, является уникальной особенностью легированных СР.

**Электрооптическая модуляция в структурах с КЯ.** Во внешнем электрическом поле  $F$ , направленном перпендикулярно слоям СР, эффективная ширина запрещенной зоны, легированной СР, уменьшается, что видно из рис. 6, б. Изменение ширины запрещенной зоны сопровождается изменением коэффициента поглощения и показателя преломления. Эти эффекты, однако, сравнительно малы, так как абсолютная величина коэффициента поглощения определяется перекрытием «хвостов» волновых функций и по абсолютной величине  $\alpha \ll 10^4$  см $^{-1}$ .

Наиболее интересным электрооптическим свойством обладают композиционные структуры с КЯ — так называемым квантовым эффектом Штарка [23]. Главной отличительной особенностью электрооптики КЯ в электрическом поле, перпендикулярном слоям квантовых ям, является смещение пика экситонного поглощения в сторону низких энергий без существенного изменения его интенсивности. В объемном трехмерном полупроводнике изменение энергии  $\Delta E_{3D}$  водородоподобного экситонного состояния вследствие квадратичного эффекта Штарка имеет вид  $\Delta E_{3D} \propto 4,5a_{3D}^3 F^2$ . При этом ширина линии экситона  $\Gamma$  увеличивается из-за возрастания вероятности туннельной ионизации как  $\Gamma \propto F \exp(2F/3)$ . В сравнительно слабых полях  $F \leq 10^3$  В · см $^{-1}$   $\Gamma \geq \Delta E_{3D}$  и экситонный пик сливается с краевым поглощением.

Аналогичное поведение имеет электрооптический эффект в КЯ во внешнем электрическом поле  $F_{\parallel}$ , параллельном слоям КЯ (рис. 8). Когда внешнее электрическое поле  $F_{\perp}$  перпендикулярно слоям КЯ, развалу экситона препятствуют стенки потенциального барьера (см. рис. 8). Если ширина и высота барьера достаточно велики, то уширение экситонного резонанса вследствие туннельной ионизации будет мало. Возрастание внешнего поля приводит, кроме смещения пика, к уменьшению поглощения из-за уменьшения интеграла перекрытия волновых функций электрона и дырки, растянутых полем к противоположным стенкам ямы. Численные характеристики квантового эффекта Штарка получены в [23, 24].

Практическая ценность эффекта Штарка в структурах с КЯ заключается в абсолютно большом изменении коэффициента поглощения  $\Delta\alpha \approx 10^4$  см $^{-1}$ . В трехмерном варианте, а также при электрооптическом эффекте в легированных СР  $\Delta\alpha \approx 10^2$  см $^{-1}$ , если во всех трех случаях выбирать такое положение линии поглощения, где  $(\Delta\alpha/\alpha) \approx 1$ . Большое значение  $\Delta\alpha$  позволяет изготавливать оптические модуляторы на основе

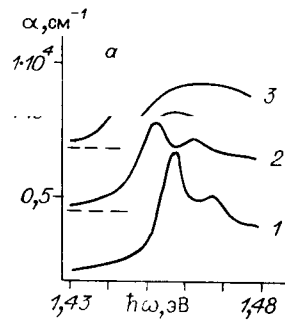


Рис. 8. Спектр поглощения при различных внешних электрических полях:

*a* — электрическое поле параллельно плоскости КЯ (В/см): кривая 1 —  $F = 0$ , 2 —  $1,6 \cdot 10^4$ , 3 —  $4,8 \cdot 10^4$ ; *б* — электрическое поле перпендикулярно плоскости КЯ (В/см): кривая 1 —  $F = 1 \cdot 10^4$ , 2 —  $4,7 \cdot 10^4$ , 3 —  $7,3 \cdot 10^4$

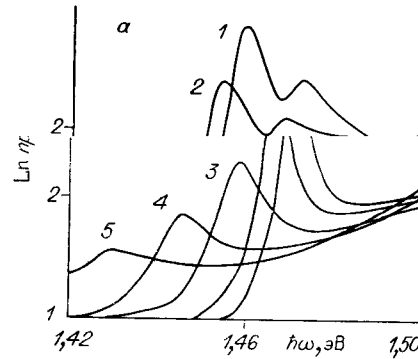


Рис. 9. Спектры пропускания волновода с квантовыми ямами при различных значениях внешнего электрического поля  $F$ , перпендикулярного слоям КЯ:

*a* — поляризация света параллельна плоскости слоев; *б* — поляризация света перпендикулярна плоскости слоев (В/см): кривая 1 —  $F = 1,6 \cdot 10^4$ , 2 —  $10^5$ , 3 —  $1,4 \cdot 10^5$ , 4 —  $1,8 \times 10^5$ , 5 —  $2,2 \cdot 10^5$

структур с КЯ толщиной  $\sim 10^{-4}$  см и управляющим напряжением 1—10 В. Микронные толщины дают возможность встраивать слои с КЯ в область обеднения обратносмещенного  $p-n$ -перехода [25], что сводит к минимуму статические потери.

Большая величина  $\Delta\alpha$  в квантовом эффекте Штарка сопровождается в соответствии с соотношением Крамерса — Кроцига большим изменением  $\Delta n$  показателя преломления. Расчет и эксперимент показывают, что в поле  $F = 7 \cdot 10^4$  В·см $^{-1}$ ,  $\Delta n \approx 0,06-0,07$  на линии экситонного поглощения. При смещении от пика поглощения в сторону меньших энергий на  $5 \cdot 10^{-2}$  эВ в структуре GaAs/AlGaAs наблюдалось наведенное полем двулучепреломление с  $\Delta n_{\perp} - \Delta n_{\parallel} \approx 10^{-3}$  [26]. Эффект наведенного двулучепреломления может быть использован для создания фазовых или поляризационных модуляторов света [27].

**Некоторые приборные реализации модуляторов света с использованием структур с КЯ.** Модуляция света на основе квантового эффекта Штарка наиболее эффективно осуществляется при волноводном распространении света вдоль слоев КЯ [28, 29]. Поляризационная зависимость электропоглощения в такой геометрии изображена на рис. 9. Так как  $\Delta\alpha$  достигает значения  $\approx 10^4$  см $^{-1}$ , то изменение оптической толщины  $\beta\Delta\alpha L \geq 10^4$  (при  $L \geq 1$  см), где  $\beta < 1$  — фактор перекрытия волновой функции световой волны в волноводе со структурой из КЯ. Управляющие напряжения снижаются до величины  $\leq 1$  В, при этом глубина модуляции  $\geq 98$  %.

В [30] рассматривается электрооптическая модуляция в структуре с многими КЯ, каждая из которых асимметрично разделена туннельно-потонким потенциальным барьером. В такой системе наблюдается как отрицательный, так и положительный штарковский сдвиг с линейной зависимостью от величины внешнего поля. При соответствующем изменении геометрических размеров туннельно-связанных КЯ и толщины потенциального барьера возможно создание модуляторов света, в которых изменение энергетического положения экситонного пика сопровождается возрастанием или уменьшением коэффициента экситонного поглощения. При нормальном падении света на плоскость КЯ появляется



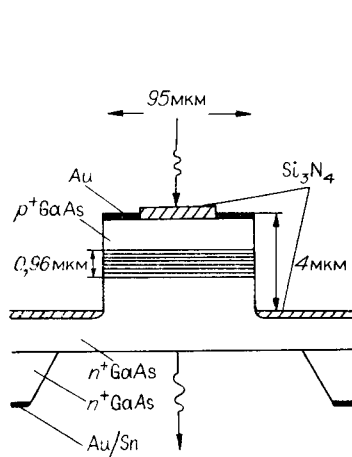


Рис. 10. Схематическое изображение модулятора света в структуре с КЯ

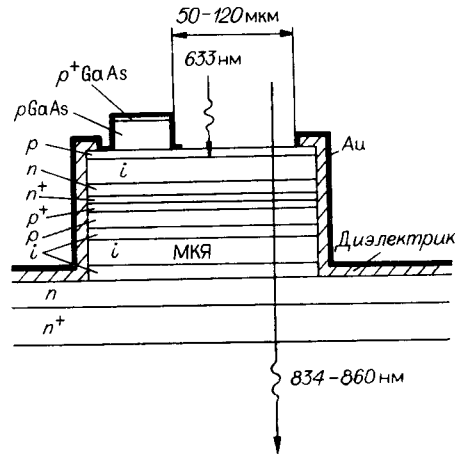


Рис. 11. Модулятор света на основе SEED-эффекта

возможность изготовления модуляторов света в матричном исполнении. Схематический вид такого отдельного элемента приведен на рис. 10. На этом рисунке изображена структура нелегированных КЯ с общей толщиной  $\sim 1$  мкм, расположенных между слоями GaAs,  $p$ - и  $n$ -типа, представляющая собой  $p-i-n$ -диод [31]. Подложка из  $n^+$  GaAs вытравливается под каждым элементом матрицы для ликвидации фонового поглощения. Емкость структуры, показанной на рис. 10, составляет 1,3 пФ при волновом сопротивлении 50 Ом. При управляющем напряжении 8,5 В время переключения не превышает  $1,3 \cdot 10^{-10}$  с.

Полупроводниковая структура на рис. 10 может выполнять функцию не только модулятора, но и фотоприемника с порогом чувствительности, зависящим от величины внешнего электрического поля [32]. Подбором соответствующим образом величины электрического смещения создано устройство с обратной связью, что лежит в основе приборов с внутренним электрооптическим эффектом (SEED) [33]. При положительной обратной связи реализуется оптически бистабильное устройство (рис. 11), в котором выбирается такая длина волны света вблизи экситонного пика, что с увеличением электрического поля поглощение уменьшается вследствие сдвига максимума экситонного поглощения в длинноволновую область. При недостаточной интенсивности падающего света фототок мал и все внешнее напряжение приложено к  $p-i-n$ -переходу. С увеличением интенсивности фототок увеличивается, падение напряжения на структуре уменьшается, поглощение света возрастает. Таким образом, проявляется эффект положительной обратной связи. В [33] предложено бистабильное устройство, в котором рабочая точка задается внешней подсветкой с отличной от рабочей длиной волны света. Схема устройства представлена на рис. 12. Полупроводниковая структура состоит из двух расположенных друг над другом  $p-i-n$ -диодов. Верхний диод чувствителен к более коротковолновому излучению и выполняет функцию управляемого светом нагрузочного сопротивления. Модуляция ИК-излучения ( $\lambda \approx 850$  нм) осуществляется второй диодной структурой. В зависимости от интенсивности коротковолнового излучения ( $\lambda = 633$  нм) бистабильность наблюдается в диапазоне интенсивностей модулируемого излучения от  $4 \cdot 10^{-11}$  до  $10^{-6}$  Вт (рис. 13). Время переключения изменяется при этом от 10 до  $10^{-4}$  с. Площадь структуры  $\approx 4 \cdot 10^4$  мкм<sup>2</sup>. В [34] предложено бистабильное устройство на основе единственной бестоковой  $p-i-n$ -структуры с квантовыми ямами в  $i$  слое. Бистабильная характеристика получена за счет более сложной структуры каждой квантовой ямы.

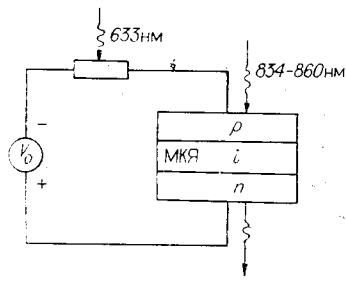


Рис. 12. Эквивалентная схема модулятора света, изображенного на рис. 11

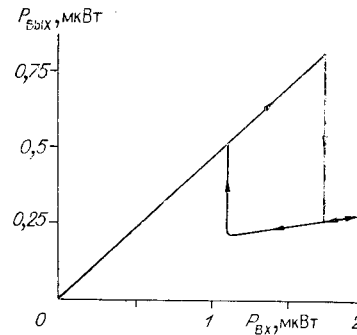


Рис. 13. Экспериментальная зависимость  $P_{\text{вых}}$  от  $P_{\text{вх}}$  модулятора света, изображенного на рис. 10, в бистабильном режиме работы

Бистабильные приборы на основе SEED-эффекта представляют интерес со многих точек зрения: они работают при комнатной температуре в широком диапазоне энергий и рабочих частот (при падающей мощности в  $670 \cdot 10^{-9}$  Вт продемонстрирована скорость переключения в  $4 \cdot 10^{-7}$  с), согласуются по длине волны с полупроводниковыми источниками света. Достигнутая к настоящему времени необходимая на переключение пороговая оптическая энергия составляет  $\leq 2 \cdot 10^{-14}$  Дж  $\cdot$  мкм $^{-2}$ . Устройства на основе SEED-эффекта могут выполнять и другие функции при изменении длины волны света. В частности, если рабочая длина волны выбрана вблизи пика экситонного поглощения так, что увеличение напряжения на  $p-i-n$ -структуре увеличивает поглощение, то реализуется режим отрицательной обратной связи. В этом случае выполняется условие для линейной по току модуляции света или порогового пропускания.

При использовании электрооптических устройств на основе SEED-эффекта для обработки оптического сигнала временные характеристики определяются RC-цепью отдельного элемента, а также прибора в целом, изготовленного в матричном исполнении.

В нелинейных модуляторах света, управляемых оптическим излучением, достигается физический предел скорости срабатывания и практически нет ограничений на плотность элементов. Более жесткие требования на энергетiku таких устройств требуют, как правило, создания резонансных условий. В [35] продемонстрирована матрица эталонов Фабри — Перо с плотностью элементов  $10^7$  см $^{-2}$ . Энергия внешнего излучения, требуемая для порогового изменения коэффициента отражения одного эталона,  $\approx 1,5 \cdot 10^{-12}$  Дж. Контраст при переключении 5:1,  $\tau \leq 150 \cdot 10^{-12}$  с. Эталон работает на основе нелинейной рефракции вблизи краевого поглощения в GaAs. Однако в данной работе показана принципиальная возможность создания эталонов на основе структур GaAs/AlGaAs с КЯ с плотностью элементов  $\leq 10^7$  см $^{-2}$  и  $\tau \leq 10^{-12}$  с. Эффекты нелинейного поглощения в структурах с КЯ достигаются при достаточно высокой ( $\approx 10^{12}$  см $^{-2}$ ) концентрации возбужденных носителей. В [36] предложено вместо оптической накачки инжектировать неравновесные носители в КЯ внешним электрическим полем. Для этого предлагается встраивать структуру с КЯ в подзатворный слой полевого транзистора. Слабую модуляцию от одной КЯ ( $\approx 2\%$ ) можно увеличить ростом количества КЯ либо формированием резонансных условий на поверхности полупроводника с помощью периодического поверхностного рельефа [37].

**Заключение.** В приведенной работе рассмотрены некоторые особенности и возможности использования структур с квантовыми ямами для модуляции оптического излучения. Использование различных эффектов

позволяет создавать устройства со скоростью переключения от  $10^{-12}$  до  $10^3$  с при существенно различной управляющей оптической мощности падающего излучения от  $10^6$  до  $10^{-5}$  Вт/см<sup>2</sup>. Параметры модуляторов света и функциональных схем на их основе можно оптимизировать для каждой конкретной задачи. Наиболее привлекательным свойством структур с квантовыми ямами является возможность конструирования свойств полупроводника на атомном уровне выбором геометрии и материалов отдельных слоев. Круг используемых соединений уже сейчас чрезвычайно широк (см., например, [3]) и дает возможность перекрыть спектральный диапазон от видимого до дальнего ИК. Одно из главных преимуществ использования рассмотренных структур — возможность согласования матричных модуляционных оптических устройств с микроэлектронными схемами в интегральном исполнении на одной подложке.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Neave J. H., Joyce B. A., Dobson P. J., Norton N. Dynamics of film growth of GaAs by MBE from heed observations // *J. Appl. Phys.*—1983.—A31, N 1.—P. 1.
2. Razeghi M., Duchemin J. P. Recent advances in MOCVD growth of In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As<sub>y</sub>P<sub>1-y</sub> alloys // *J. Cryst. Growth.*—1984.—70.—P. 145.
3. Esaki L. A bird's-eye view on the evolution of semiconductor superlattices and quantum wells // *IEEE J. Quant. Electron.*—1986.—QE-22.—P. 1611.
4. Силин А. П. Полупроводниковые сверхрешетки // УФН.—1985.—147, вып. 3.
5. Bastard. Theoretical investigations of superlattice band structure in the envelope-function approximation // *Phys. Rev. B.*—1982.—25.—P. 7584.
6. Burt M. G. An exact formulation of the envelope function method for the determination of electronic states in semiconductor microstructures // *Sem. Sci. Technol.*—1988.—3.—P. 739.
7. Djafari Rouhani B., Sapriel J. Effective dielectric and photoelastic tensors of superlattices in the longwavelength regime // *Phys. Rev. B.*—1986.—34, N 10.—P. 7114.
8. Kahen K. B., Leburton J. P. Exciton effects in the index of refraction of multiple quantum wells and superlattices // *Appl. Phys. Lett.*—1986.—49, N 12.—P. 734.
9. Bastard G., Mendez E. E., Chang L. L., Esaki L. Exciton binding energy in quantum wells // *Phys. Rev. B.*—1982.—26, N 4.—P. 1974.
10. Masumoto Y., Matsuura M., Tarucha S., Okamoto H. Two-dimensional shrinkage of the exciton wavefunction in quantum wells probed by optical absorption // *Surf. Sci.*—1986.—170.—P. 635.
11. Шик А. Я. Сверхрешетки — периодические полупроводниковые структуры // ФТП.—1974.—8, вып. 10.
12. Nakayama M., Kuwahara H., Kato H., Kubota K. Intersubband transitions in GaAs—Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As modulation-doped superlattices // *Appl. Phys. Lett.*—1987.—51, N 2.—P. 1741.
13. Miller D. A. B., Chemla D. S., Eilenberger D. J. e. a. Large room-temperature optical nonlinearity in GaAs/Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As multiple quantum well structures // *Appl. Phys. Lett.*—1982.—41, N 8.—P. 679.
14. Schmitt-Rink S., Chemla D. S., Miller D. A. B. Theory of transient excitonic optical nonlinearities in semiconductor quantum-well structures // *Phys. Rev. B.*—1985.—32, N 10.—P. 6601.
15. Chemla D. S., Miller D. A. B., Smith P. W. e. a. Room temperature exciton nonlinear absorption and refraction in GaAs/AlGaAs multiple quantum well structures // *IEEE Quant. Electron.*—1984.—QE-20, N 3.—P. 265.
16. Newson D. J., Kurobe A. Possibility of optical bistability due to resonant intersubband excitation in stepped modulation-doped quantum wells // *Appl. Phys. Lett.*—1987.—51, N 21.—P. 1670.
17. Julien F. H., Lourtioz J. M., Herchkorn N. e. a. Optical saturation on intersubband absorption in GaAs—Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As quantum wells // *Appl. Phys. Lett.*—1988.—53, N 2.—P. 116.
18. West L. C., Eglash S. J. First observation of an extremely large-dipole infrared transition within the conduction band of GaAs quantum wells // *Appl. Phys. Lett.*—1985.—46.—P. 1156.
19. Ynen S. Y. Fast relaxing absorptive nonlinear refraction in superlattices // *Appl. Phys. Lett.*—1983.—43, N 9.—P. 813.
20. Esaki L., Tsu R. Superlattice and negative differential conductivity in semiconductors // *IBM J. Res. Develop.*—1970.—14.—P. 61.
21. Döhler G. H., Miller J. N., Streer R. A., Ruden P. P. Investigation of luminescence and non-linear optical properties of hetero-n-i-p-i superlattices // *Surf. Sci.*—1986.—172.—P. 26.
22. Döhler G. H., Ruden P. Theory of absorption in doping superlattices // *Phys. Rev. B.*—1984.—30.—P. 5932.

23. Miller D. A. B., Chemla D. S., Damen T. C. e. a. Bandedge electroabsorption in quantum well structures: The quantum-confined Stark effect // Phys. Rev. Lett.—1984.—53.— P. 2173.
24. Miller D. A. B., Weiner J. S., Chemla D. S. Electric field dependence of linear optical properties in quantum well structures waveguide electroabsorption and sum rules // IEEE J. Quantum. Electron.—1986.—QE-22.— P. 1816.
25. Wood T. H., Burrus C. A., Miller D. A. B. e. a. High-speed optical modulation with GaAs/GaAlAs quantum wells in a p-i-n structure // Appl. Phys. Lett.—1984.—44.— P. 16.
26. Chemla D. S., Miller D. A. B., Smith P. W. Nonlinear optical properties of GaAs/GaAlAs multiple quantum well material: Phenomena and applications // Opt. Eng.—1985.—24.— P. 556.
27. Weiner J. S., Miller D. A. B., Chemla D. S. Quadratic electro-optic effect due to the quantum-confined Stark effect in quantum wells // Appl. Phys. Lett.—1987.—50.— P. 842.
28. Tarucha S., Iwamura H., Saku T., Okamoto H. Waveguide type optical modulator of GaAs quantum well double heterostructures using electric field effect on exciton absorption // Jpn. J. Appl. Phys.—1985.—24.— P. L442.
29. Bar-Joseph I., Klingshirn C., Miller D. A. B. e. a. Quantum-confined Stark effect in InGaAs/InP quantum wells grown by organometallic vapor phase epitaxy // Appl. Phys. Lett.—1987.—50.— P. 1010.
30. Le H. Q., Zayhowski J. J., Goodhue W. D. Stark effect in  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  coupled quantum wells // Ibid.— P. 1518.
31. Miller D. A. B., Chemla D. S., Damen T. C. e. a. The quantum well self-electro-optic effect device: optoelectronic bistability and oscillation and self-linearized modulation // IEEE J. Quantum Electron.—1985.—QE-21.— P. 1462.
32. Wood T. H., Burrus C. A., Gnauck A. H. e. a. Wavelength-selective voltage-tunable photodetector made from multiple quantum wells // Appl. Phys. Lett.—1985.—47.— P. 190.
33. Miller D. A. B., Henry J. E., Gossard A. C., English J. H. Integrated quantum well self-electro-optic effect device:  $2 \times 2$  array of optically bistable switches // Appl. Phys. Lett.—1986.—49.— P. 821.
34. Yamawishi M., Lee Y., Suemune I. Optical bistability by charge-induced self feedback in quantum well structure // Optoelectronic.—1987.—2.— P. 45.
35. Jewell J. L., Scherer A., McCall S. L. e. a. GaAs—AlAs monolithic microresonator arrays // Appl. Phys. Lett.—1987.—51.— P. 94.
36. Chemla D. S., Bar-Joseph I., Klingshirn C. e. a. Optical reading of field-effect transistors by phase-space absorption quenching in a single InGaAs quantum well conducting channel // Appl. Phys. Lett.—1987.—50.— P. 585.
37. Goossen K. W., Lyon S. A. Grating enhanced quantum well detector // Appl. Phys. Lett.—1985.—47.— P. 1257.

*Поступила в редакцию 23 ноября 1988 г.*

УДК 535.21 : 53.06

**М. И. ШТОКМАН**

*(Новосибирск)*

## ВОЗМОЖНОСТЬ ЛАЗЕРНОЙ НАНОМОДИФИКАЦИИ ПОВЕРХНОСТЕЙ С ПОМОЩЬЮ РАСТРОВОГО ТУННЕЛЬНОГО МИКРОСКОПА

**Введение.** Принципиальная невозможность локализовать световую волну в пространственных областях нанометрового масштаба исключает избирательное воздействие на такие области и зондирование их чисто оптическими методами. В данной работе\* предлагается подход, позволяющий осуществить оптическое воздействие на поверхность с пространственным разрешением порядка 1 нм. Этот подход основывается на локальном усилении электромагнитного поля вблизи неоднородностей поглощающей среды, имеющих малый (вплоть до атомно-молекулярных масштабов) радиус кривизны. В качестве усиливающей неоднородности

\* Предварительные результаты опубликованы в препринте [1].