

ԵՐԿԶԱՓ ԱԶԴԱՆՇԱՆԸ ՄՈՒԼՏԻՊԼԻԿԱՏԻՎ ԽԱՆԴԱՐՈՒՄԻՑ
ՖԻԼՏՐԱՆ ՊՐՈՑԵՍԻ ՄՈՒԵԼԱՎՈՐՈՒՄԸ ԹՇՄ-Ի ՕԳՆՈՒԹՅԱՄԸ

Ն. Պ. ՌՈՒՍՍԿԻԽ

Աշխատանքում բերված են ԹՇՄ-ի վրա ոչ գծային ֆիլտրի իրականացման արդյունքները և նրանց հիմնավորումը: Ֆիլտրը հնարավորություն է տալիս փոքրացնել երկչափ աղբյուրների միջնորդի տարրականությունով պայմանավորված մոլտիպլիկատիվ խանգարման ազդեցության տակ առաջացող աղավաղումները:

COMPUTER SIMULATION OF A PROCESS OF BINARY
SIGNAL FILTRATION FROM MULTIPLICATIVE JAMMING

N. P. RUSSKIKH.

Results of computer simulation of a non-linear filter decreasing the distortion of a binary signal due to atmospheric turbulence are presented. Under definite assumptions the filter section corresponds to that of the optimal binary Viner filter, in which the signal and the jamming are real. The obtained results confirm the effectiveness of the chosen filtration algorithm.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 17, 87—91 (1982)

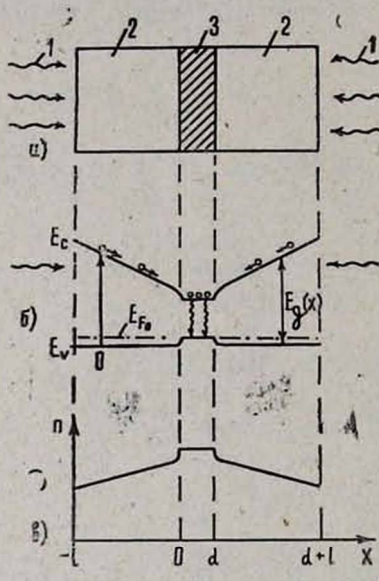
ВАРИЗОННЫЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ ЛАЗЕР
С ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ

А. М. МУРАДЯН, С. Г. ПЕТРОСЯН

Одним из основных способов создания инверсионной заселенности в полупроводниковой среде, как известно, является оптическая накачка [1]. Если активный слой представляет собой однородный прямозонный полупроводник, то для получения стимулированного излучения необходимы достаточно большие мощности накачки, что существенно ограничивает практическое применение полупроводниковых лазеров с оптической накачкой. Например, для получения лазерного эффекта в арсениде галлия при комнатной температуре требуются пороговые мощности порядка 700 кВт/см^2 [2]. Большая величина пороговой мощности обусловлена тем, что при накачке однородного активного слоя имеются значительные безызлучательные рекомбинационные потери на поверхности и в объеме полупроводника, связанные, во-первых, с большой скоростью поверхностной рекомбинации и, во-вторых, с неоднородностью возбуждения, когда уровень инверсионной заселенности, необходимый для лазерной генерации, достигается лишь в приповерхностных областях активного слоя. Следует ожидать, что использование уникальных особенностей резких и плавных гетеропереходов позволит достичь существенного прогресса в этой области, аналогично тому, как это имело место для ряда светоизлучающих полупроводниковых приборов (инжекционных лазеров [3, 4] и светодиодов [5]).

Впервые идея варизонного инжекционного лазера была предложена и экспериментально реализована в работах [4, 6]. Изменение химического состава позволяет осуществить электронное и оптическое ограничения в структуре, а также эффективную инжекцию свободных носителей заряда в активный слой, что, как и в случае гетеролазера, приводит к существенному снижению пороговой плотности тока. В настоящей работе обсуждается возможность применения варизонных полупроводников в лазерах с оптической накачкой.

Рассмотрим трехслойную структуру, состоящую из активного слоя гомозонного полупроводника, заключенного с обеих сторон между слоями варизонных полупроводников с монотонно увеличивающейся шириной запрещенной зоны* (рис. 1а). Вследствие изменения состава, как видно из рис. 1б, в, активный слой, например, p -типа является оптически наиболее плотным и представляет собой потенциальную яму для неравновесных носителей заряда.



а) Структура варизонного лазера (1—излучение накачки, 2—варизонные области, 3—активный слой). б) Энергетическая зонная картина варизонной структуры. в) Изменение с координатой показателя преломления.

Накачка может осуществляться с обеих сторон излучением как определенной длины волны (когерентным или некогерентным), так и имеющим широкую спектральную полосу. Весь световой поток соответствующей спектральной области $\hbar\omega > E_{gак}$ поглощается в варизонных пассивных областях. Генерированные во всем варизонном объеме неравновесные носители заряда под действием внутреннего квазиэлектрического поля собираются в потенциальной яме активного слоя, где они распределяются однородно, поскольку, как правило, толщина активного слоя меньше диффузионной длины электронов. Если активный слой выполнен в виде резонатора Фабри-Перо, то при достаточно большой интенсивности накачки достигается такой уровень инверсионной заселенности, при котором оптическое усиление компенсирует потери и становится возможной генерация стимулированного излучения. Благодаря хорошим волноводным свойствам

* Структура выращена на широкозонной подложке.

такой структуры [6], а также высокой эффективности накачки пороговая мощность накачки должна быть существенно меньше, чем в однородном случае.

Эффективность накачки $\eta(\omega)$ (отношение потока электронов в активном слое к потоку фотонов накачки данной частоты) определяется из решения уравнения диффузионно-дрейфового движения неравновесных носителей заряда в варизонных областях. Можно показать [7], что в области частот $\hbar\omega \gg E_{g \max}$

$$\tau_0 = \frac{\exp\left(-\frac{l}{L^+}\right)}{1 + \frac{SkT}{D_n |\nabla E_g|}},$$

где $L^+ = L_n^2 |\nabla E_g| / kT$ — эффективная диффузионно-дрейфовая длина, S — скорость поверхностной рекомбинации, l — толщина варизонного слоя, L_n — диффузионная длина электронов. Ясно, что при $E_{g \max} < \hbar\omega < E_{g \max}$ $\eta(\omega) > \eta_0$, а при $\hbar\omega < E_{g \max}$ $\eta(\omega) \approx 0$.

При достаточно больших градиентах ширины запрещенной зоны, когда $|\nabla E_g| \gg kT l^2 / L_n^2$, $|\nabla E_g| \gg SkT / D_n$, все неравновесные носители независимо от места их генерации без существенных рекомбинационных потерь собираются в активном слое структуры. В этих условиях энергия накачки максимально полно используется для создания инверсионной заселенности.

Для оценки пороговой мощности накачки предположим, что распределение энергии в спектре накачки является гауссовским и имеет ширину 2Δ вокруг некоторой средней частоты $\omega_{cp} > E_{g \max} / \hbar$. В режиме генерации поступающие в активный слой неравновесные носители заряда в основном исчезают вследствие вынужденной излучательной рекомбинации, скорость Γ которой определяет оптическое усиление среды. Исходя из экспериментальных данных работы [8] для оптического усиления можно записать

$$g = \beta (er)^m.$$

Постоянные величины β и m определяются свойствами полупроводниковой среды активного слоя и его легированием. Величина оптического усиления, необходимая для начала лазерной генерации в варизонной структуре, вычислена в работе [6]:

$$g = \alpha + \frac{1}{Lf(d)} \ln \frac{1}{R}, \quad (1)$$

где α — коэффициент поглощения свободными носителями, L — длина резонатора, R — средний коэффициент отражения, $f(d)$ — некоторая функция, зависящая от толщины активного слоя и градиента ширины запрещенной зоны, которая характеризует волноводные свойства варизонной структуры.

Для пороговой мощности накачки $P_{пор}$ легко можно получить следующее выражение:

$$P_{\text{пор}} = \frac{\sqrt{\pi} \Delta}{2e} \frac{\left(\frac{\alpha}{\beta} + \frac{1}{\beta L f(d)} \ln \frac{1}{R} \right)^{1/m} d}{\int_{E_{g \text{ эл}}}^{\infty} \frac{\eta(\omega)}{\hbar \omega} \exp \left[- \left(\frac{\omega - \omega_{\text{ср}}}{\Delta} \right)^2 \right] d\omega} \quad (2)$$

Для приближенной оценки $P_{\text{пор}}$ примем, что $\hbar \Delta < E_{g \text{ max}} - E_{g \text{ ак}}$ и $\hbar \omega_{\text{ср}} > E_{g \text{ ак}}$. Полагая в (2) $\hbar \omega \approx \hbar \omega_{\text{ср}}$ и $\eta(\omega) \approx \eta_0$, получим

$$P_{\text{пор}} \approx \frac{\hbar \omega_{\text{ср}}}{2e \eta_0} \left(\frac{\alpha}{\beta} + \frac{1}{\beta L f(d)} \ln \frac{1}{R} \right)^{1/m} d. \quad (3)$$

Используя характерные параметры для варизонной структуры $p\text{-Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As} - \text{GaAs} - \text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$:

$$p \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}, m = 2,5, \beta = 0,295 \cdot 10^{-7} \text{ см}^{-1} \left(\frac{\text{см}^2 \text{ мкм}}{A} \right)^{2,5},$$

$$\alpha = 10 \text{ см}^{-1}, L = 0,3 \text{ см}, d = 0,8 \text{ мкм}, \hbar \omega_{\text{ср}} = 1,5 \text{ эВ},$$

$$\eta_0 = 1, |\nabla E_g| = 300 \text{ эВ/см}, T = 300^\circ \text{ К}, \ln \frac{1}{R} = 1,455, f(d) \approx 0,8 [6],$$

получим $P_{\text{пор}} \approx 2 \text{ кВт/см}^2$, что значительно меньше, чем в однородном случае.

Приведенная оценка показывает, что варизонные структуры благодаря хорошим волноводным свойствам, электронному ограничению и высокой эффективности накачки позволяют создавать лазеры с оптической накачкой с практически приемлемой пороговой мощностью накачки.

В заключение отметим, что если накачка осуществляется с помощью лазера, то рассмотренная структура фактически представляет собой эффективный преобразователь одного когерентного излучения в другое, более длинноволновое, когерентное излучение.

Авторы выражают благодарность В. М. Арутюняну и Р. А. Сурису за обсуждение настоящей работы.

Ереванский политехнический
институт им. К. Маркса
Ереванский государственный
университет

Поступила 15.VI. 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Богданкевич О. В., Дарзбек С. А., Елисеев Л. Г. Полупроводниковые лазеры, Изд. Наука, М., 1976.
2. Chinn S. R. et al. IEE J. Quant. Electron, QE-9, 294 (1973).
3. Алферов Ж. И. Сб. Полупроводниковые приборы и их применение, М., 1971, вып. 25, стр. 204.
4. Готов В. В. и др. Письма ЖТФ, 1, 396 (1975).
5. Царенков Б. В. и др. ФТП, 6, 921 (1972).
6. Казаринов Р. Ф., Сурис Р. А. ФТП, 9, 12 (1975); 10, 297 (1976).
7. Вуль А. Я. и др. ФТП, 10, 673 (1976).
8. Pinkas E. et al. J. Appl. Phys., 43, 2827 (1972).

Ա. Մ. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ, Ս. Գ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ

Դիտարկված է օպտիկական զրգամամբ վարիզոնային կիսահաղորդչային լազեր, որը իրենից ներկայացնում է մոնոտոն աճող արգելված գոտիով վարիզոնային կիսահաղորդչներով սահմանափակված կիսահաղորդչի ակտիվ շերտ: Օպտիկական և էլեկտրոնային սահմանափակումների, ինչպես նաև զրգաման բարձր էֆեկտիվության շնորհիվ առաջարկված լազերը ունի 1 կՎտ/սմ² կարգի շեմային զրգաման հզորություն, որը ավելի քան երկու կարգով փոքր է համասեռ լազերային կառուցվածքների շեմային զրգաման հզորությունից:

GRADED BAND-GAP SEMICONDUCTOR LASER WITH OPTICAL PUMPING

A. M. MURADYAN, S. G. PETROSYAN

We propose a graded band-gap semiconductor laser, which is an active layer of direct band semiconductor placed between graded band-gap layers with steadily increasing width of the forbidden band. The laser has the cutoff power of pumping by more than two orders of magnitude less than that for the case of uniform laser structure.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 17, 91—96 (1982)

ВЛИЯНИЕ γ -ОБЛУЧЕНИЯ НА ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РУБИНА И РУБИНОВЫЕ ОКГ С ПРИМЕСЯМИ Ga И Ti

Р. Р. АТАБЕКЯН, Р. Е. ВОСКАНЯН, В. А. ГЕВОРКЯН, Г. Н. ЕРИЦЯН,
Р. К. ЕЗОЯН, В. Х. САРКИСОВ, А. Г. САКАНЯН

Известно, что в рубине при мощном оптическом возбуждении возникают центры окраски, приводящие к снижению квантового выхода люминесценции, вследствие чего повышается порог генерации рубина при его работе в качестве ОКГ [1, 2]. Такое повышение порога может быть значительным (до 50%). Аналогичное явление наблюдается при облучении рубина γ -лучами [1—3]. В работах [3—5] сообщается о значительном возрастании выходной энергии генерации кристаллов рубина, облученных малыми дозами γ -лучей, по сравнению с необлученными образцами. Однако в работах [6, 7] указывается на уменьшение энергии выхода у облученных кристаллов рубина.

Для выяснения влияния радиации и посторонних примесей на генерационные характеристики кристаллов рубина нами были исследованы кристаллы α - Al_2O_3 с примесями хрома, хрома+галлия и хрома+титана.

Методика эксперимента

Кристаллы были выращены по методу Вернейля из одной и той же «особо чистой» шихты. Затравки были подобраны из пластинчатого сапфира с 90° ориентацией. Все кристаллы подвергались термообработке при